

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA
MECÂNICA**

José Rodrigues de Lima Neto Sirotto

**VALIDAÇÃO EXPERIMENTAL DE BANCADA PARA
MEDIÇÃO DE RUÍDO DE JATOS**

Florianópolis

2016

José Rodrigues de Lima Neto Sirotto

VALIDAÇÃO EXPERIMENTAL DE BANCADA PARA MEDIÇÃO DE RUÍDO DE JATOS

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Santa Catarina para a obtenção do Grau de Mestre em Engenharia Mecânica.

Orientador: Prof. Julio Cordioli, Dr. Eng.

Florianópolis
2016

Ficha de identificação da obra elaborada pelo autor,
através do Programa de Geração Automática da Biblioteca Universitária da UFSC.

Siroto, José Rodrigues de Lima Neto

Validação experimental de bancada para medição de ruído de
jatos / José Rodrigues de Lima Neto Siroto ; orientador,
Julio Apolinário Cordioli - Florianópolis, SC, 2016.
154 p.

Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Santa
Catarina, Centro Tecnológico. Programa de Pós-Graduação em
Engenharia Mecânica.

Inclui referências

1. Engenharia Mecânica. 2. Aeroacústica. 3. Ruído de
jato. 4. Bancada de jato. I. Cordioli, Julio Apolinário.
II. Universidade Federal de Santa Catarina. Programa de Pós
Graduação em Engenharia Mecânica. III. Título.

José Rodrigues de Lima Neto Siroto

VALIDAÇÃO EXPERIMENTAL DE BANCADA PARA MEDIÇÃO DE RUÍDO DE JATOS

Esta Dissertação foi julgada adequada para a obtenção do título de “Mestre em Engenharia Mecânica”, e aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica.

Florianópolis, 07 de Abril de 2016.

Prof. Armando Albertazzi Gonçalves Jr., Dr.Eng.
Coordenador do Curso

Banca Examinadora:

Prof. Julio Apolinário Cordioli, Dr. Eng. – Orientador
Universidade Federal de Santa Catarina

Prof. André Valdetaro Gomes Cavaliere, Dr.
Instituto Tecnológico de Aeronáutica

Prof. Andrey Ricardo da Silva, Ph.D.
Universidade Federal de Santa Catarina

Prof. César José Deschamps, Ph.D.
Universidade Federal de Santa Catarina

AGRADECIMENTOS

Aos meus familiares, pelo apoio emocional dedicado. Em especial a minha avó materna, Maria Lima, que por vezes dedicou horas do seu tempo em compartilhar seus pensamentos, me ajudar a formar ideias e me escutar neste período em que estive longe de casa. Muito obrigado!

Ao meu orientador, Julio Cordioli, por ser sempre solícito em ensinar, discutir, solucionar problemas e encaminhar este trabalho. Suas várias reuniões me serviram não só para compartilhar e discutir conhecimento, mas também funcionaram como amadurecimento pessoal para mim. Agradeço pela paciência e confiança depositada. Obrigado pela oportunidade.

Aos meus amigos Afonso Mukai e Giovanna Zanonne agradeço pelas conversas, discussões, pelas visitas e boas risadas. Obrigado por seus toques neste documento e acima de tudo por sua amizade neste período. Agradeço também ao Rafael Graefling pelos momentos de descontração, por sua amizade e correções textuais. Aos meus amigos de laboratório Gabriel, Igor, Rafael e Victor, por serem sempre atenciosos as discussões e dispostos a ajudar, além de fazerem do laboratório um ambiente de trabalho mais agradável.

Agradeço aos colegas da EMBRAER, Danilo, Eduardo, Francisco e Rudner pela oportunidade de trabalho neste projeto e por compartilharem suas visões a respeito do tema.

Agradeço também aos professores com quem tive contato durante este período e que contribuíram de alguma forma com este trabalho Andrey Silva, Arcanjo Lenzi e César Deschamps.

Por fim, obrigado a CAPES pelo apoio financeiro, através da bolsa de estudo concedida, que tornou este trabalho viável.

RESUMO

O incômodo causado pelo ruído aeronáutico ganhou destaque devido ao número de voos executados diariamente e proximidades das zonas aeroportuárias com as cidades. A fiscalização deste ruído, iniciada por reclamações de comunidades lindeiras, veio por meio de leis e certificações que podem causar entraves na operação dos aeroportos ou na concepção de uma aeronave. O ruído de jato tem parcela significativa nos níveis de pressão sonora oriundos dos motores aeronáuticos. Este vem sendo estudado para que se proponha medidas mitigadoras e se entenda seus mecanismos de geração. Uma forma de reduzir o custo dos estudos, diminuindo o número de ensaios com motores reais, e tendo maior controle das variáveis é realizar testes por meio de modelos de escala reduzida. Esses modelos podem ser feitos em laboratório, através de bancadas experimentais, que são constituídas basicamente de uma linha de ar comprimido com exaustão em ambiente anecóico. As bancadas de ruído de jato precisam ser validadas para que testes posteriores possam ser realizados com confiança. Para tanto, verifica-se se o ruído gerado com bocais padronizados está de acordo com os padrões característicos descritos na literatura. O presente trabalho se concentra em validar acusticamente a bancada de ruído de jato do LVA (Laboratório de Vibrações e Acústica - UFSC) através das comparações dos dados medidos com dados experimentais divulgados, previsões analíticas de ruído e seus padrões. Anteriormente à etapa de comparação de dados avaliou-se parâmetros relevantes que poderiam vir a modificar as tendências esperadas, tais como: sistema de aquisição, posicionamento dos microfones e ruído de fundo devido ao maquinário. Essa primeira avaliação delimitou uma faixa de frequência e posição para realização das medidas e com base nestas iniciou-se o processo de validação. A medida que a bancada foi sendo validada um estudo comitativo do ruído de jato para um bocal circular liso foi realizado e, posteriormente, comparado a um bocal de nova geometria serrilhada. Realizou-se também uma estimativa do erro das medições, bem como uma análise da repetitividade dos dados. Os resultados apontam que a bancada de ruído de jato do LVA pode ser considerada validada acusticamente, o que significa que os padrões do ruído e níveis captados encontram-se em acordo com dados publicados e tendências esperadas para os bocais testados.

Palavras-chave: aeroacustica, ruído de jato, bancada de jato

ABSTRACT

The discomfort caused by aircraft noise is highlighted due to increased daily flight numbers and airports' location near cities. The supervision of this noise, initiated by complaints from neighboring communities came through laws and certifications that may obstruct the operation of airports or the design of an aircraft. The jet noise has a significant share in the sound pressure levels derived from aircraft engines. This has been studied so that it proposes mitigation measures and to understand their generation mechanisms. One way to reduce the cost of studies, thus reducing the number of tests in actual engines, and more control of the variables is to perform testing using small-scale models. These models can be made in a laboratory by means of experimental stands, which are basically made up of a compressed air line with exhaustion in an anechoic environment. The jet noise rig need to be validated so that further tests can be carried out with confidence in the results. Therefore, if the noise generated for standard nozzles are in accordance with the characteristic patterns described in the literature. This work focuses on validating acoustically LVA jet noise counter (Vibration Laboratory and Acoustics - UFSC) through the comparisons of measured data with experimental data disclosed, analytical predictions of noise and its standards. Prior to the data comparison step relevant parameters that could come to modify the expected trends, such as the acquisition system, placement of microphones and background noise due to machinery were evaluated. This first evaluation delimited a range of frequency and position for measurement, and based on these started the validation process. As the rig was being validated comitative one jet noise study for a smooth circular nozzle was carried out and subsequently compared to a new serrated nozzle geometry. It also conducted an estimate of measurement error, and an analysis of the repeatability of the data. The results indicate that LVA jet noise rig can be considered acoustically validated, which says that the standards of noise and increased levels are in agreement with published data and expected trends for the tested nozzles.

Keywords: aeroacoustic, jet noise, jet rig, aeronautic noise

SUMÁRIO

Lista de Figuras	
Lista de Tabelas	
1 INTRODUÇÃO	21
1.1 Apresentação do problema	21
1.1.1 O ruído aeronáutico	21
1.1.2 Fonte de ruído em Aeronaves	23
1.1.3 Controle de ruído	27
1.2 Objetivos	30
1.3 Estrutura do trabalho	31
2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	33
2.1 Ruído de jato e classificação	33
2.2 Campo de velocidade de jatos turbulentos subsônicos	35
2.3 Aeroacústica de jatos subsônicos frios e isolados: teoria e experimentação	38
2.3.1 Teoria de Lighthill	38
2.3.2 Medições de ruído de jato	43
2.3.3 Correções, direcionalidade e atenuação atmosférica	46
2.3.4 Análise do sinal no tempo	58
2.4 Alteração do ruído de jato por <i>chevrons</i>	60
3 BANCADA EXPERIMENTAL E METODOLOGIA	63
3.1 Bancada experimental	63
3.1.1 Componentes e funcionamento da linha de ar	63
3.1.2 Componentes e funcionamento do sistemas de aquisição e supervisão	67
3.1.3 Câmara anecoica	71
3.2 Procedimento	72
4 RESULTADOS	75
4.1 Faixa de medição	75
4.1.1 O dispositivo de aquisição de dados	76
4.1.2 Posicionamento dos microfones	84
4.1.3 Ruído de fundo e ruído de bancada	93
4.2 Caracterização experimental do ruído de jato	98
4.2.1 Autocorrelação e Correlação Cruzada	99
4.2.2 Espectro sonoro em banda estreita e banda de $\frac{1}{3}$ de Oitava	107
4.2.3 NPS_{global} e velocidade	115
4.2.4 NPS_{global} e posições angulares (Direcionalidade)	124
4.2.5 Comparação acústica entre bocais SMC000 e SMC006	129

5 INCERTEZAS E REPETIBILIDADE	133
5.1 Incertezas	133
5.2 Repetibilidade	143
6 CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS	
FUTUROS	147
6.1 Conclusões.....	147
6.2 Sugestões para trabalhos futuros	148
Referências	151

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1	Evolução da quantidade de voos, 2005 a 2014. Retirado do Anuário de transporte aéreo [22].	22
Figura 1.2	Fontes sonoras de uma aeronave. Retirado de < http://www.airway.uol.com.br >. [22].	24
Figura 1.3	Distribuição sonora do ruído de uma aeronave moderna padrão em situações típicas de decolagem e pouso. Adaptado de ICAO <i>Standards</i> [26].	25
Figura 1.4	Esquemático de funcionamento de alguns motores aeronáuticos. Adaptado de Smith [24].	27
Figura 1.5	Bocal de exaustão tubular com 21 saídas, aplicado a um Boeing 707 na década de 1960. Retirado de Smith [24].	28
Figura 1.6	Aeronave moderna com utilização de <i>chevrons</i> . Retirado de < http://www.aviationwa.org.au >.	29
Figura 2.1	Visualização de um jato a $Re \approx 2.5 \times 10^3$ sofrendo transição a turbulência. Retirado de Dimotaski [28].	36
Figura 2.2	Esquemático das regiões de um jato turbulento subsônico. Adaptado de Musafir [29] e Ball et al. [45].	38
Figura 2.3	Lei da oitava potência de Lighthill e dados de diversos testes, sem perda atmosférica, para posição angular de 90° ajustados a $\frac{r}{D} = 1$. Retirado de Harper-Bourne [31].	44
Figura 2.4	Variação da pressão sonora total com a velocidade do jato para diferentes posições angulares. Retirado de Powell [34].	45
Figura 2.5	Coeficiente angular (n) de relação V^n com nível de pressão sonora, para um jato subsônico em diversas razões de temperatura. Extraído de Khavaran et. al [32].	46
Figura 2.6	Padrão de C_R para diferentes M_c . Obtido a partir da Equação (2.19).	47
Figura 2.7	Direcionalidade sonora de um jato subsônico em seu padrão básico, com a adição de convecção e total (básico + convecção + refração). Retirado de Ribner et al. [18].	48
Figura 2.8	Variação do NPS com a distancia do jato. Retirado de Ahuja et al. [33].	49
Figura 2.9	Variação do ruído total (NPS_{global}) com a posição angular para Mach acústico 0.3, 0.6 e 0.9 em razão de temperatura unitária entre jato e ambiente. Retirado de Tam et al. [5].	50

Figura 2.10 Nível de pressão sonora global por posição angular para Mach 0.4. Retirado de Bridges et al. [1]	51
Figura 2.11 Nível de pressão sonora global por posição angular para Mach 0.9. Retirado de Bridges et al. [1]	52
Figura 2.12 Comparação através do número de Strouhal dos espectros retirados na posição angular 90° e 150°. Retirado de Bridges et al. [1].	53
Figura 2.13 Espectros de similaridade normalizados: F (linha descontinua) e G (linha continua). Retirado de Neilsen et al. [36]...	54
Figura 2.14 Espectros de similaridade aplicados a espectros medidos para diferentes velocidades de escoamento em $r = 100D_e$. Retirado de Tam et al. [36].	54
Figura 2.15 Espectros em banda de um terço de oitava para diferentes diâmetros de bocais e duas distâncias:(a) sem atenuação atmosférica (b) com atenuação atmosférica. Retirado de Viswanathan [16].	55
Figura 2.16 Atenuação atmosférica para as bandas de frequência de 1 kHz e 40 kHz, para faixa de umidade relativa de 10% a 90% e temperatura entre -10°C a 40°C. Calculado conforme procedimento descrito em ARP 866 [8].	57
Figura 2.17 Distribuição da pressão sonora a $r = 40D_e$, característica de um bocal SMC000 para $M_a = 0.90$ e razão de temperatura unitária, por faixa de frequência (em St) e posição angular. Retirado de Bridges & Brown [39].	58
Figura 2.18 Coeficiente de autocorrelação normalizado para duas posições angulares distintas. Retirado de Harker et al. [6].	59
Figura 2.19 Máxima autocorrelação cruzada normalizada entre posições angulares. Retirado de Tam et al. [5].	60
Figura 2.20 Alguns bocais da série SMC. Retirado de Bridges et al. [39]. Com marcação em azul os bocais utilizados neste trabalho.	60
Figura 2.21 Distribuição da pressão sonora por número de St em posição angular 90° e 150° e ruído global. Retirado de Bridges et al. [39].	61
Figura 2.22 Distribuição da pressão sonora a $r = 40D_e$, característica de um bocal SMC000 e SMC006 para $M_a = 0.90$ e razão de temperatura unitária, por faixa de frequência (em St) e posição angular. Retirado de Bridges & Brown [39].	62
Figura 3.1 Esquemático (fora de escala) da estrutura, linha de ar	

comprimido e seus componentes e equipamentos de aquisição....	64
Figura 3.2 Geometrias dos bocais SMC000 e SMC006 [39]. Retirado de Mohan et al. [43].	67
Figura 3.3 Interface do sistema supervisorio.	69
Figura 3.4 Interface do sistema supervisorio.	70
Figura 4.1 Esquemático de ligação entre componentes para o teste do dispositivo de aquisição.	78
Figura 4.2 Teste da capacidade de geração da placa PXI-6723 (Frequências: 300 Hz, 1 kHz e 10 kHz).	78
Figura 4.3 Teste da capacidade de geração da placa NI PXI-6723 (Frequências: 30 kHz, 50 kHz e 70 kHz).	79
Figura 4.4 Comparação da função resposta em frequência do DAQ para diferentes durações temporais.	80
Figura 4.5 Função de reposta em frequência do dispositivo DAQ e curva ajustada.	81
Figura 4.6 Análise do DAQ em banda de $\frac{1}{3}$, entre as frequência nominais de 400 Hz a 40 kHz, e aumento do ruído por banda para entrada de um ruído branco.	82
Figura 4.7 Resposta do DAQ em banda estreita para diferentes frequências de aquisição de dados.	83
Figura 4.8 Dimensões relevantes da câmara anecoica e posições radiais (vista lateral).	85
Figura 4.9 NPS x distância - Mach 0.3 e $\theta = 60^\circ, 90^\circ$.	88
Figura 4.10 NPS x distância - Mach 0.3 e $\theta = 120^\circ, 150^\circ$.	88
Figura 4.11 NPS x distância - Mach 0.5 e $\theta = 60^\circ, 90^\circ$.	89
Figura 4.12 NPS x distância - Mach 0.5 e $\theta = 120^\circ, 150^\circ$.	90
Figura 4.13 NPS x distância - Mach 0.7 e $\theta = 60^\circ, 90^\circ$.	90
Figura 4.14 NPS x distância - Mach 0.7 e $\theta = 120^\circ, 150^\circ$.	91
Figura 4.15 NPS x distância - Mach 0.9 e $\theta = 60^\circ, 90^\circ$.	91
Figura 4.16 NPS x distância - Mach 0.9 e $\theta = 120^\circ, 150^\circ$.	92
Figura 4.17 Ruído de fundo e ruído parcial da bancada.	95
Figura 4.18 NPS com e sem bocal - vazões: 0.27 e 0.44 Kg/s	97
Figura 4.19 NPS com e sem bocal - vazões: 0.62 e 0.80 Kg/s	97
Figura 4.20 NPS para $\theta = 90^\circ$ a $41D_e$, em diferentes condições de M_a . L_{eq} em vermelho sinal em azul.	100
Figura 4.21 Autocorrelação para diferentes posições angulares e Mach acústico	102

Figura 4.22 Esquemático para demonstração de valores de τ para autocorrelação de valores negativo, adaptado de [5].	104
Figura 4.23 Máxima correlação cruzada (Mach 0.90).	105
Figura 4.24 Máxima correlação cruzada (Mach 0.30).	106
Figura 4.25 NPS em banda estreita (bocal SMC000).	108
Figura 4.26 Comparação entre NPS em banda estreita e espectro F e G calculados (Mach 0.9).	109
Figura 4.27 Comparação entre curvas com e sem atenuação atmosférica (Mach 0.50 e bocal SMC000).	111
Figura 4.28 NPS em banda de $\frac{1}{3}$ de oitava a $100D_e$.	112
Figura 4.29 Comparativo dos NPS coletados por Brown & Bridges em [1] e os NPS coletados na bancada do LVA (bocal SMC000).	113
Figura 4.30 Distribuição do NPS por posição angular e frequência (bocal SMC000).	114
Figura 4.31 Distribuição do NPS por posição angular e frequência (SMC000), dados coletados por Brown & Bridges [1].	115
Figura 4.32 Aumento do OASPL com a velocidade do escoamento para diferentes posições angulares.	117
Figura 4.33 Aumento do OASPL com o número de Mach e comparação com reta de coeficiente angular oito.	118
Figura 4.34 Coeficiente angular por posição angular.	119
Figura 4.35 Estimativa da pressão sonora através da lei de Lighthill e níveis medidos.	121
Figura 4.36 Comparação entre curvas analíticas de $NPS \times U_j$ e dados medidos.	123
Figura 4.37 NPS_{global} por posição angular em diferentes número de Mach.	125
Figura 4.38 Comparação entre dados experimentais do NPS_{global} por posição angular em diferentes número de Mach.	126
Figura 4.39 Direcionalidade global com referência no NPS a 90° .	127
Figura 4.40 Direcionalidade por frequência com referência no NPS a 90° .	128
Figura 4.41 Dados coletados por Brown & Bridges [1]. Direcionalidade por frequência com referência no NPS a 90° .	128
Figura 4.42 Comparação espectral em bandas de um terço de oitava para bocais SMC000 e SMC006.	130
Figura 4.43 Distribuição angular do NPS por frequência e número	

de Mach para o bocal SMC006 e diferentes números de Mach... 131

Figura 5.1 Repetibilidade das medidas de espectros em 1/3 de
oitava para posição angular de 90° em diferentes condições de M_a 145

LISTA DE TABELAS

Tabela 4.1	Classificação do DAQ para $F_s = 120$ kHz.....	82
Tabela 4.2	Posição radial das medições para determinação de campo distante.....	86
Tabela 4.3	Posição radial ($\frac{r}{D_e}$) para campo distante.....	93
Tabela 4.4	Vazão mássicas e números de Mach estimados.....	96
Tabela 4.5	Condições de ensaio para análise do sinal no tempo...	100
Tabela 4.6	Condições de ensaio e L_{eq} (dB).....	101
Tabela 4.7	Largura do lóbulo em autocorrelação 0.25.....	103
Tabela 4.8	Condições médias dos ensaios para análises espectrais.	107
Tabela 4.9	Coeficientes de ajuste linear do NPS_{global}	118
Tabela 4.10	Condições de ensaio para o bocal SMC006.....	129
Tabela 5.1	Especificação e incerteza dos sensores envolvidos em uma medição de ruído	134
Tabela 5.2	Fundo de escala configuradas por condição de teste ..	135
Tabela 5.3	M_a desejado e σ_{M_a} associado devido a incerteza dos sensores envolvidos em sua determinação	138
Tabela 5.4	Incerteza σ_{Cont} associada a cada condição de M_a	139
Tabela 5.5	Relação entre M_a requerido ao software, M_a médio, mínimo e máximo e seu desvio padrão com base em janela de medição de 20 s	140
Tabela 5.6	Incertezas associadas ao controle e velocidade	141
Tabela 5.7	Estimativas de incertezas associadas a diferentes condições de Mach acústico por dois grupos de frequência em banda de 1/3 de oitava	141
Tabela 5.8	Condições relevantes para testes em diferentes números de Mach e repetições	144

NOMENCLATURA

SÍMBOLOS GERAIS

C_R	Coeficiente de Ribner
C_L	Coeficiente de Lighthill
D_e	Diâmetro efetivo do bocal
DI	Direcionalidade
F	Espectro de Similaridade Pico
G	Espectro de Similaridade de Banda Larga
HR	Umidade Relativa
I	Intensidade sonora
K	Coeficiente de potência acústica
L_{eq}	Nível de Pressão Sonora Equivalente
M_a	Número de Mach acústico
M_c	Número de Mach convectivo
M_j	Número de Mach do jato
P_p	Pressão no pleno
P_∞	Pressão atmosférica
R	Constante universal dos gases
Re	Número de Reynolds
R_{nm}	Correlação cruzada do microfone n com m
St	Número de Strouhal
T_{ij}	Tensor de Lighthill
T_j	Temperatura do jato
T_p	Temperatura do pleno
T_∞	Temperatura ambiente
U_c	Velocidade de convecção
U_j	Velocidade do jato
W	Potência sonora

c_j	Velocidade do som no jato
c_∞	Velocidade do som no ambiente
f	Frequência
n	Expoente de U_j
p	Pressão sonora
r	Distância radial
x	Comprimento
\vec{x}	Posição do observador
y	Largura
\vec{y}	Posição da fonte sonora
z	Altura
α	Atenuação atmosférica
γ	Razão entre calores específicos do ar
ρ_j	Densidade do jato
ρ_∞	Densidade da atmosfera
θ	Ângulo entre bocal e microfones
σ_{x_i}	Incerteza associada a variável aleatória x_i

ACRÔNIMOS E ABREVIATURAS

ANAC	<i>Agência Nacional de Aviação Civil</i>
BPR	<i>Bypass Ratio</i>
CAPES	<i>Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior</i>
DAQ	<i>Dispositivo de Aquisição de Dados</i>
EMBRAER	<i>Empresa Brasileira de Aeronáutica</i>
FINEP	<i>Financiador de Estudos e Projetos</i>
ICAO	<i>International Civil Aviation Organization</i>
LDV	<i>Laser Doppler Velocimetry</i>
LVA	<i>Laboratório de Vibrações e Acústica</i>

NASA	<i>National Aeronautics and Space Administration</i>
NPS	<i>Nível de Pressão Sonora</i>
NWS	<i>Nível de Potência Sonora</i>
OASPL	<i>Overall Sound Pressure Level</i>
PIV	<i>Particle Image Velocimetry</i>
SMC	<i>Small Metal Chevron</i>
UFSC	<i>Universidade Federal de Santa Catarina</i>

1 INTRODUÇÃO

1.1 Apresentação do problema

1.1.1 O ruído aeronáutico

A acústica é o ramo da física que se dedica ao estudo do som. O som, por sua vez, nada mais é que uma sensação produzida no sistema auditivo [2] que pode ser dividida em duas categorias subjetivas ao ouvinte: a do som agradável e desagradável. O som não harmonioso (desagradável ao ouvinte) é denominado ruído e este termo, por vezes, possui conotação negativa. O ruído torna-se objeto de estudo e alvo de medidas de controle devido ao incômodo que causa a um grande número de ouvintes. Se muito perturbados pelo ruído, estes irão se mobilizar através de reclamações, grupos, entidades ou até mesmo deixando de consumir produtos para exigir uma fiscalização/regulamentação do ruído.

Sons não harmoniosos podem incomodar a ponto de levar o ouvinte a ter efeitos psicológicos e biológicos associados a sua audição. Em níveis elevados de pressão sonora, cita-se como efeitos do ruído no ouvinte: a irritação, tensão, perturbação do sono, queda de desempenho nas atividades, aumento da pressão arterial e em maiores níveis a perda da audição [2]. Diversos ruídos podem ser causadores de incômodo, entre estes estão o ruído característico das grandes cidades (construções, maquinários etc), o ruído rodoviário e também o ruído aeronáutico.

O ruído aeronáutico ganhou destaque devido aos altos níveis de pressão sonora nas proximidades das zonas aeroportuárias e também graças a repetitividade, dado o grande número de voos realizados diariamente. Atualmente a aviação é um dos cerne do transporte mundial tanto de pessoas como de cargas. No Brasil o setor aeronáutico encontra-se em expansão. Um aumento de 138 % do volume de tráfego de passageiros pagos entre os anos de 2005 a 2014 foi registrado, acompanhado de uma evolução do número de voos [22]. A Figura 1.1 apresenta o crescimento do número de voos entre os anos de 2005 a 2014.

Tamanho crescimento veio acompanhado de preocupação e conscientização com respeito ao ruído aeronáutico por parte da população. A proximidade entre aeroportos e comunidades faz com que reclamações e pressões humanitárias surjam, uma vez que as comunidades lindeiras

tendem a ter sua qualidade de vida diminuída pelo ruído aeronáutico [23]. Um estudo de diversas comunidades localizadas próximas as rotas das aeronaves de um importante aeroporto brasileiro, mostrou que 90% das pessoas percebem o ruído proveniente das aeronaves sempre ou frequentemente e que 94% classificam esse ruído como alto ou muito alto [27].

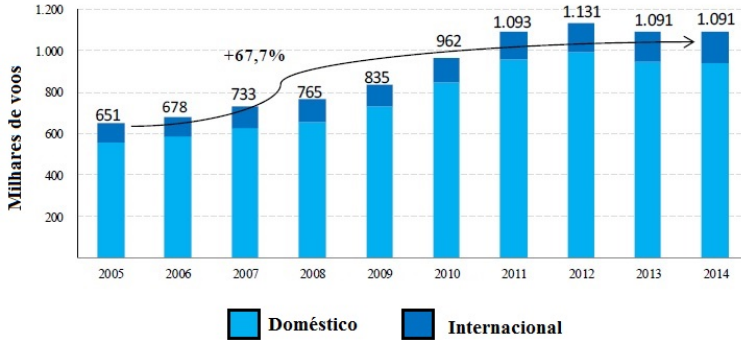


Figura 1.1 – Evolução da quantidade de voos, 2005 a 2014.
Retirado do Anuário de transporte aéreo [22].

Diante do incômodo gerado no entorno dos aeroportos o setor aeronáutico vem buscando alternativas e mitigações ao problema. Em torno de 1960 ocorreram as primeiras restrições com respeito ao ruído aeronáutico. Entretanto, a primeira ação formal para regulamentação deste ruído só veio a ser realizada em 1971 na ICAO¹ com o *Annex 16*, que vem sendo atualizado para valores cada vez mais restritivos [24]. No *Annex 16* existem limites de ruído a serem cumpridos, cabendo aos órgãos reguladores de cada país a fiscalização. No Brasil a Agência Nacional de Aviação Civil (ANAC) é a responsável por avaliar procedimentos adotados para mensurar o ruído e certificar as aeronaves. Isto faz que as empresas aeronáuticas busquem conhecer as fontes de ruído das aeronaves e acabem por criar projetos de diminuição de ruído, a fim de obter certificações para comercializar suas aeronaves.

Em diversas parte do mundo programas de redução do ruído aeronáutico vem sendo desenvolvidos. Pode-se citar o *Quiet Aircraft*

¹A ICAO (*International Civil Aviation Organization*) é uma agência pertencentes às Nações Unidas com sede fixa na cidade de Montreal, Canadá. A agência tem por objetivo organizar e criar procedimentos que permitam o desenvolvimento da aviação civil de forma segura e eficiente.

Technology (EUA), *X-noise* (Europa), *GARDN* (Canada), *National Programme* (Rússia) e *JAXA* (Japão) [25]. No Brasil os projetos Aeronave Silenciosa e SILENCE são uma parceira entre a Empresa Brasileira Aeronáutica (EMBRAER) e algumas universidades públicas brasileiras (UFSC, ITA, USP - São Carlos). Os projetos possuem basicamente três frentes de pesquisas (computacional, semi empírica e experimental) que se desenvolvem de forma conjunta. Em especial, o projeto Aeronave Silenciosa está voltado para conhecer mensurar, e estimar partes do ruído de uma aeronave e, por fim, propor mitigações de ruído para condições subsônicas.

Os esforços mundiais para a compreensão dos fenômenos físicos envolvidos na geração do ruído aeronáutico fazem deste um problema atual e que ainda necessita de avanços científicos para a sua resolução. O primeiro passo para o controle do ruído é sua correta identificação e entendimento, já que conhecendo as fontes principais de ruído da aeronave pode-se trabalhar, especificamente, na diminuição desses componentes ou atacar o problema pelos maiores contribuintes de ruído. É nesse sentido que os projetos vem sendo desenvolvidos, sempre buscando conhecer as fontes de ruído, caracterizá-las e propor medidas de controle.

1.1.2 Fonte de ruído em Aeronaves

O ruído das aeronaves pode ser dividido basicamente em dois grupos: o que é oriundo da interação fluido estrutura e o gerado pelo sistema de propulsão. O ruído do primeiro grupo é denominado ruído de *airframe* e advém do deslocamento relativo da aeronave em relação ao ar. A aeronave em alta velocidade faz com que o ar seja deslocado e passe por toda sua estrutura, interagindo assim com suas partes mecânicas. Esta interação causa flutuações de pressão que são propagadas na forma de som ao observador [24].

As partes da aeronave que mais contribuem para o ruído de *airframe* são as empenagens, asas, nacele, *flaps*, *slats*, trens de pouso e fuselagem. Dependendo do porte da aeronaves alguns dos componentes listados tornam-se predominantes no ruído de *airframe* [24]. A Figura 1.2 mostra uma aeronave e suas fontes de ruído principais.

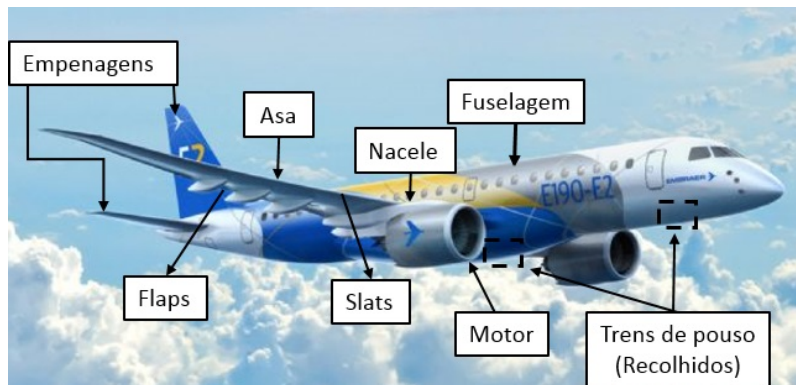


Figura 1.2 – Fontes sonoras de uma aeronave. Retirado de <<http://www.airway.uol.com.br>>. [22].

O ruído de propulsão ou ruído de motor é aquele gerado pelo conjunto responsável por impulsionar a aeronave e é composto por diversos componentes: fan, compressor, combustor, turbina e jato. Cada um desses componentes possui uma característica acústica própria, que irá se acentuar de acordo com a condição de operação da aeronave [24]. A exemplo, o ruído de jato é geralmente maior em decolagem se comparado a uma situação de pouso, pois na primeira condição um empuxo maior dos motores é requerido e desta forma tem-se uma maior velocidade da exaustão de ar. Como maiores velocidades de exaustão estão ligadas a níveis de pressão sonora maiores a situação de decolagem torna o ruído de jato mais proeminente.

A Figura 1.3 mostra um mapeamento das contribuições do ruído de *airframe* e de motor em condições típicas de decolagem e pouso. A separação do ruído total em diversas frentes de ruído é feita para facilitar a análise por parte dos pesquisadores e é uma ferramenta para a indústria aeronáutica ao atacar o problema de ruído. Conhecendo os componentes que mais contribuem ao ruído principal, pode-se começar mitigando o ruído pelos mais ruidosos e então partir para fontes secundárias e assim por diante.

Como mostra a Figura 1.3, o ruído de motor é responsável pela maior parte do ruído produzido (tanto em uma situação de pouso quanto de decolagem). O seu nível chega a ser muito próximo ao ruído total produzido por toda a aeronave (ruído de *airframe* + motor). Na situação de pouso, muito embora o ruído de *airframe* tenha níveis próximos ao ruído total do motor, observa-se que a maior contribuição

é devido ao *fan*. Já para a condição de decolagem, o ruído de jato torna-se a principal fonte de ruído da aeronave.

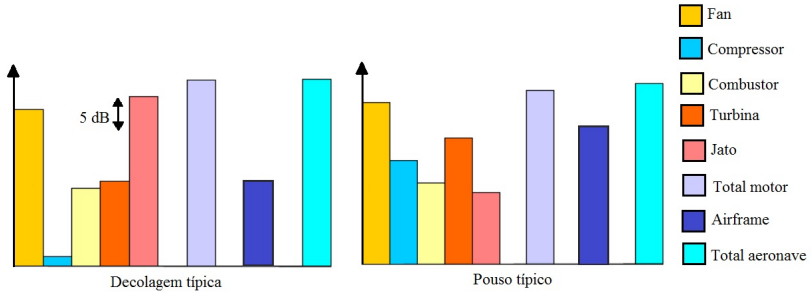


Figura 1.3 – Distribuição sonora do ruído de uma aeronave moderna padrão em situações típicas de decolagem e pouso. Adaptado de ICAO *Standards* [26].

O ruído de jato (oriundo de aeronaves rudimentares) já possuiu níveis maiores do que os produzidos atualmente [23]. Os motores aeronáuticos utilizados até 1950 eram constituídos basicamente de uma admissão de ar, compressor, câmara de combustão e exaustão. A compressão do ar seguida de uma mistura com combustível, quando acionada faz com que o ar sofra expansão e seja liberado da câmara de combustão em alta velocidade e temperatura para a exaustão [24]. Estes motores são conhecidos como motores de jato puro (*purejet*). Este modelo rudimentar logo foi substituído por modelos de motores mais modernos, que buscavam o aumento do desempenho e que se baseavam também nas pesquisas feitas na área de aeroacústica.

Lighthill em 1952 [4] associou a potência sonora irradiada de um escoamento livre turbulento com a sua velocidade. Isto permitiu uma revolução na acústica das aeronaves, que ficou conhecida como a "Revolução do Turbofan" [30]. Uma vez cientes que os níveis de ruído devido ao jato de ar eram tão maiores quanto fosse a velocidade de exaustão do fluido, houve um trabalho por parte da comunidade interessada em diminuir a velocidade da exaustão das aeronaves. Esta foi então diminuída mantendo os parâmetros aerodinâmicos confiáveis para o funcionamento da aeronave. Cerca de 20 anos a partir da descoberta de Lighthill os níveis de ruído, devido ao jato de ar, foram reduzidos em mais de 20 dB [24].

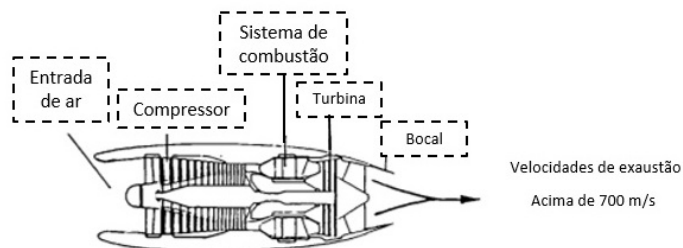
Os primeiros motores que se utilizavam da analogia de Lighthill se desenvolveram por volta de 1960 e contavam com dois compressores.

Um primeiro de baixa compressão e um segundo com mais alta compressão (estes embora coaxiais possuíam diâmetros diferentes). A diferença entre diâmetros permitia com que parte do ar admitido pelo compressor de baixa pressão (maior diâmetro) fosse desviado, através de um caminho projetado, pelos arredores do compressor de alta pressão (menor diâmetro). O ar que passava pelo compressor de mais alta pressão era então enviado à câmara de combustão e expelido após a queima. Ambos os fluidos (o desviado e o que sofreu a queima) se encontravam a frente e acabavam se misturando. A mistura entre os fluidos, com gradiente de velocidade e temperatura, causa uma diminuição da temperatura da exaustão e diminuição de velocidade, acarretando em menores níveis de ruído [24]. Esses motores ficaram conhecidos como motores *bypass*.

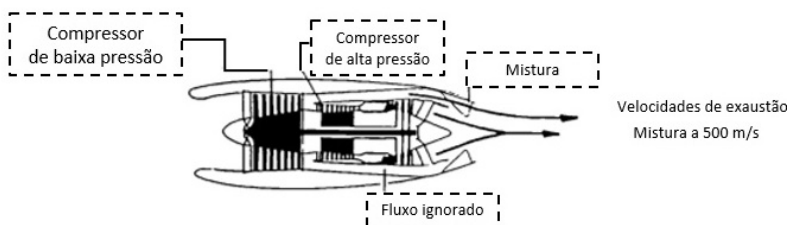
Na década de 1970 surgiram os motores *turbofans*, que são uma montagem do motor *bypass* com um grande *fan*. O *fan*, de diâmetro superior ao motor do tipo *bypass*, tem por princípio desviar uma parcela ainda maior de ar para diminuir a velocidade de exaustão do motor, também através da mistura de fluidos. A corrente de ar desviada permitiu melhora do desempenho dos motores devido a sua baixa temperatura, que auxilia na refrigeração do motor. A Figura 1.4 mostra um esquemático da constituição de cada um desses motores.

A diminuição do ruído de jato com a implementação dos motores *turbofan* fez com que outras fontes se tonassem relevantes, como o ruído de *airframe*, e ocasionou o surgimento de novas fontes sonoras como o próprio ruído de *fan* [24]. Atualmente, os motores do tipo *turbofan* esbarram em questões estruturais e aerodinâmicas para a diminuição do ruído de jato. Ainda é possível que se consiga uma diminuição maior do ruído sempre aumentando a relação entre fluxo de entrada no fan e fluxo principal (saído da câmara da exaustão), chamada de razões de desvios (*bypass ratio*, BPR). Entretanto, esse aumento está ligado a uma maior área de coleta, o que faz com que *fans* cada vez maiores sejam necessários adicionando geometria (o que interfere na aerodinâmica) e adiciona massa às aeronaves, que levam a problemas estruturais.

(1950) – Jato puro



(1960) – Bypass



(1970) – Turbofan

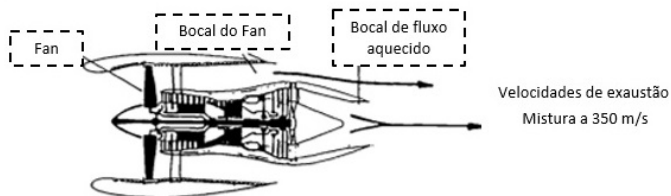


Figura 1.4 – Esquemático de funcionamento de alguns motores aeronáuticos. Adaptado de Smith [24].

1.1.3 Controle de ruído

A diminuição do ruído através do aumento do BPR tem chegado ao ponto em que os prejuízos (peso e perda da aerodinâmica) fazem com que os benefícios sonoros sejam questionados. Dessa forma, pesquisas foram e vêm sendo desenvolvidas no sentido de atenuar o ruído sem grandes modificações no tamanho do motor. O foco da maioria dos esforços continua sendo à alteração do campo de velocidade da exaustão na saída da turbina.

Smith [24] menciona que em meados do anos 1960 houve um grande número de trabalhos experimentais e teóricos voltados ao entendimento e solução do ruído de jato, mas que as soluções teóricas propostas após Lighthill pouco contribuíram para a diminuição do ruído de jato das aeronaves atuais. A maioria dos avanços foi feito através de práticas experimentais que modificavam a saída da exaustão do ar de diversas formas em busca de menores níveis. Assim surgiram os bocais corrugados no fim de 1950, as configurações tubulares e os bocais lobulados. Todos estes possuem o mesmo princípio: dividir a exaustão em jatos menores ou aumentar a mistura entre exaustão e ambiente [24]. A Figura 1.5 mostra um bocal tubular utilizado na década de 1960 como medida de redução do ruído de jato.

As estruturas desse tipo, apesar de efetivas na diminuição do ruído, causavam alterações nos parâmetros de desempenho da aeronave como no arraste e empuxo. Estas logo perderam espaço e foram substituídas por soluções que influenciavam menos no desempenho [24]. Materiais acústicos, voltados principalmente à diminuição do ruído de fan, foram implementados no interior do motor e são chamados de *liners*, e contribuem para um menor ruído na exaustão. Em 1980 mudanças menos intrusivas, através de bocais, começaram a ser estudadas a partir dos *tabs* e *chevrons*, que logo ganharam espaço justamente por afetarem menos tais fatores de desempenho [24].

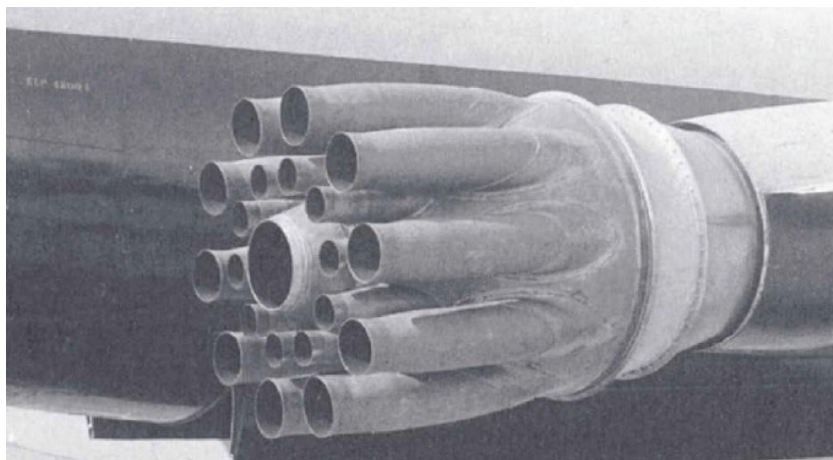


Figura 1.5 – Bocal de exaustão tubular com 21 saídas, aplicado a um Boeing 707 na década de 1960. Retirado de Smith [24].

Os *tabs* são pequenas abas que se localizam na circunferência dos bocais de forma perpendicular, ou seja intrusivos no escoamento. Já os *chevrons* nada mais são que recortes feitos no bocal, em geral no formato serrilhado. Os *chevrons* são, na sua maioria, menos intrusivos que os *tabs* o que causa uma menor perda dos parâmetros de desempenho. Isto fez com que as pesquisas com *chevrons* se desenvolvessem largamente e não demorou até que os mesmos fossem utilizados em aeronaves comerciais. A Figura 1.6 mostra a utilização de um bocal com *chevron* em um motor *turbofan* de uma aeronave moderna.

Uma evolução dos conceitos e muitos testes experimentais tiveram de ser feitos para que o ruído de jato sofresse redução. Entretanto, como mostra a Figura 1.2, o ruído de jato ainda continua tendo uma importante contribuição, em especial na decolagem. O estudo do ruído de jato para geometrias diferentes de bocais e interações fluido estrutura podem ser feitos em modelos de escala reduzidas e, depois de validados, passados a uma escala real. Os laboratórios, por possuírem ambientes dedicados para estes testes e trabalharem com modelos simplificados, permitem um controle maior das variáveis, facilidade na montagem de protótipos em escala reduzida e também uma redução de custo, devido a menor complexidade de ensaio em comparação a um ensaio com motor real.



Figura 1.6 – Aeronave moderna com utilização de *chevrons*.
Retirado de <<http://www.aviationwa.org.au>>.

Com o intuito de simular condições de exaustão semelhantes às encontradas na prática surgem as bancadas para o estudo do ruído de jato. Em sua maioria as bancadas se constituem basicamente de uma linha de ar comprimido, um reservatório de ar, tubulação por onde o ar é expelido e um ambiente anecoico para captação sonora. Nessas grandes bancadas experimentais procuram-se testar os mais diversos casos de velocidades, temperatura e geometrias. Estudos recentes [1, 5, 15] ainda se ocupam de catalogar, formar banco de dados e analisar o ruído gerado por diversas configurações a fim de descobrir padrões para entender melhor os mecanismos de geração sonora.

A bancada de jato do Laboratório de Vibrações e Acústica (LVA) foi construída em uma iniciativa entre a Empresa Brasileira Aeronáutica (EMBRAER) e a Universidade Federal de Santa Catarina (UFSC) com o auxílio financeiro da Financiadora de Estudos e Pesquisa (FINEP). O intuito da construção é de estudar ruídos gerados por jatos e entender seus mecanismos de geração, a fim de futuramente propor medidas mitigadoras do ruído. Estas bancadas possuem equipamentos de grande porte e complexidade de montagem, sendo necessários esforços de engenharia para dimensionar linhas de ar comprimido (que envolvem altas pressões), maquinários (compressor, secador, filtros etc) e instalações. A bancada do LVA aproveitou-se de espaço físico disponível no laboratório, a alocação dos equipamentos e montagem do sistema se iniciou nos últimos meses do ano de 2014 e foi concluída em torno de março de 2015, entretanto os processos de compra e dimensionamento de maquinários já vinham sendo feitos há alguns anos por uma equipe de estudantes [21, 44] da UFSC, professores e gestores de projeto da EMBRAER.

1.2 Objetivos

O trabalho tem por objetivo validar acusticamente uma bancada experimental dedicada ao estudo do ruído de um escoamento livre turbulento frio em velocidades subsônicas. A validação da bancada é baseada nas características esperadas disponíveis na literatura para este tipo de fonte sonora. Como consequência, a validação acaba por induzir um estudo experimental deste ruído. Por conta da validação se basear em medidas experimentais, torna-se um objetivo secundário a determinação das limitações técnicas da bancada e definição das configurações de medição, bem como uma estimativa do erro associado a estas medidas e sua repetibilidade.

1.3 Estrutura do trabalho

Este documento de dissertação é composto de seis capítulos, divididos em introdução (Capítulo 1), revisão bibliográfica (Capítulo 2), descrição da bancada e procedimento (Capítulo 3), resultados e discussões (Capítulo 4), incertezas e repetibilidade (Capítulo 5) e, por fim, conclusões e trabalhos futuros (Capítulo 6).

O Capítulo 1, teve por intuito introduzir a problemática do ruído de jato para a comunidade, mostrar seus avanços e exemplificar as tecnologias que vem sendo pesquisadas para a redução do ruído. Além disso salientou-se que os estudos podem ser feitos através dos modelos de escala reduzida utilizando bancadas experimentais (que necessitam ser validadas) para tal fim. No Capítulo 2 uma revisão bibliográfica dos conceitos principais utilizados para a validação da bancada e estudo do ruído de jato será feita. Busca-se no decorrer deste capítulo apresentar as medidas que são comumente realizadas na área, a fim de esclarecer os padrões sonoros característicos de um ruído de jato, e como estes são explicados com base nas teorias. No Capítulo 3 apresenta-se toda a bancada experimental, seus componentes e seu funcionamento. Ainda no capítulo três são apresentados os procedimentos rotineiros de uma medição do ruído de jato e suas configurações.

No Capítulo 4 apresenta-se os resultados de objetivos secundários (limitações técnicas da bancada e determinação de configurações de medição, com foco na medição do ruído de jato) e também os resultados das medidas de ruído de jato para validação (objetivo principal). Neste capítulo discute-se ainda se os dados obtidos estão próximos ao esperado através de comparações com dados experimentais divulgados e teorias. No Capítulo 5 desenvolve-se um modelo aproximado de cálculo das incertezas associadas e realiza-se uma análise da repetibilidade das medidas. Já no Capítulo 6 há um fechamento do trabalho, destacando as principais conclusões e se os objetivos do trabalho foram concluídos. Neste capítulo também apresenta-se algumas ideias de investigação experimental que podem ser realizadas em trabalhos futuros.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

O intuito deste capítulo é elucidar as classificações do ruído de jato e alguns dos conceitos fundamentais ao seu entendimento do ponto de vista físico. Tenta-se elucidar questões da formação do jato e como suas regiões são divididas. Apresenta-se a analogia acústica de Lighthill e algumas medidas experimentais que trazem características fundamentais do ruído de jato. Estes estudos são apresentados para que o leitor se familiarize com o tipo de medida e como os dados são comumente apresentados na área de aeroacústica, além de exemplificar os padrões deste tipo de fonte sonora. Uma pesquisa realizada com a aplicação de bocais serrilhados (*chevrons*) para redução do ruído e seus conceitos-chaves são também apresentados.

2.1 Ruído de jato e classificação

O ruído de jato é definido como sendo o ruído devido a um escoamento livre turbulento, cujo o mecanismo da geração do ruído é a turbulência [2]. A turbulência é oriunda da supremacia das forças inerciais em relação as forças viscosas que ocorrem em altas velocidades. É comum que pessoas fora da área relacionem de forma direta o termo ruído de jato com o ruído oriundo de uma aeronave. Entretanto, ruídos como descargas de vapor, purgas, alívios de pressão, válvulas de segurança, exaustões de ventiladores e turbinas de alta rotação, mangueiras de ar comprimidos e muitos outros também são denominados ruído de jato. Neste trabalho trata-se o ruído de jato em casos de aplicações aeronáuticas, devido às altas velocidades estudadas e à geometria de bocais empregados.

Os jatos de ar em aplicações aeronáuticas possuem diversas classificações para que o fenômeno mensurado esteja bem definido e não se aplique características retiradas a partir de uma condição a outra diferente. Uma das primeiras características que se utiliza para a classificação dos jatos é a temperatura. Costuma-se classificar o jato em frio ou aquecido. Condições aquecidas são comumente encontradas na prática, já que a exaustão de uma aeronave (em geral) possui temperaturas maiores que a da atmosfera em que é descarregada.

Os jatos são considerados frios quando possuem temperatura inferior a do ambiente (no qual foram expelidos) e quentes quando sua temperatura é maior que a do ambiente. É comum que se use uma

relação entre as temperaturas do jato (T_j) e do ambiente (T_∞) para quantificar o gradiente de temperatura entre esses fluidos e obter um parâmetro para classificação. Na literatura é utilizada uma relação entre as temperaturas, onde ambas devem ser medidas em Kelvin. A relação $T_j/T_\infty > 1$ nos indica jato aquecido e o inverso ($T_j/T_\infty < 1$) um jato frio. O jato de ar produzido nas dependências do LVA tem a característica de ser frio e não conta com nenhum sistema de aquecimento para atingir níveis de temperatura superiores a do ambiente.

O jato de ar também pode ser simples (caso dos motores *purejet*) ou oriundo de um sistema coaxial. No caso de um jato coaxial há duas correntes de ar que seguem caminhos distintos e se encontram para a formação do jato de exaustão, este seria um modelo de escala reduzida da exaustão de motores do tipo *bypass* ou *turbofan*. Esses fluidos podem ter diferentes temperaturas e velocidades, acarretando em um gradiente que dá origem a fenômenos físicos de redução ou amplificação do ruído, dependendo das condições de saída (para maiores informações consultar [1, 5, 10]). Neste documento estudou-se um jato que passou por um único caminho antes de ser descarregado, ou seja um caso de jato simples.

Há também a possibilidade de estudar o jato de ar de forma isolada ou instalada. Em configuração instalada o jato é colocado próximo a superfícies (que tem por intuito simular geometrias de asas, pilones, etc) de modo que haja interação entre a instalação e o jato de ar. Em geral essas configurações são as mais próximas ao encontrado na realidade. No caso de um jato isolado o ruído proveniente não contém as interações do fluido com a estrutura, sendo um caso onde um menor número de fenômenos físicos está associado à geração do ruído.

Por fim, tem-se como característica a velocidade do escoamento na saída do bocal. Em geral utiliza-se do número de Mach acústico (M_a) para caracterizar esta condição de ensaio. Este número tem por finalidade comparar a velocidade do escoamento (U_j) com a velocidade do som no ambiente (c_∞), sendo definido como

$$M_a = \frac{U_j}{c_\infty}. \quad (2.1)$$

Se $M_a > 1$ denomina-se o jato como supersônico, $M_a = 1$ condição de jato sônico e $M_a < 1$ subsônico. Bocais convergentes não possibilitam a criação de condições de escoamentos supersônicas. Para que condições supersônicas sejam atingidas bocais convergentes-divergentes devem ser empregados [10]. Para este estudo apenas bocais convergentes foram utilizados, ou seja o jato analisado trata-se de um jato subsônico, ana-

lisado está entre $0.3 \leq M_a \leq 0.9$.

Pode-se finalmente denominar o jato de ar, nas configurações em que foi ensaiado para este documento, como sendo um jato frio simples isolado em velocidades subsônicas. Por mais simplista que este caso possa parecer, o mesmo tem sido estudado há muitas décadas e até atualmente existem lacunas para seu completo entendimento. Além disso, a análise dessa configuração simples faz com que a comparação com a literatura seja de forma mais direta e permita validar acusticamente a bancada.

2.2 Campo de velocidade de jatos turbulentos subsônicos

Para entender melhor o fenômeno físico associado à geração do ruído de jato necessita-se estudar a formação do escoamento livre turbulento e suas regiões. Essas características são levantadas e avaliadas na área de mecânica dos fluidos através de técnicas de imagens, como as fotografias de Schlieren, e medidas de velocidades retiradas ao longo do escoamento, utilizando equipamentos de anemometria, LDV¹ ou PIV². O estudo fluidodinâmico do jato acontece após a sua expulsão do bocal a atmosfera em repouso, entretanto a sua condição de escoamento no interior do duto, utilizado para escoar o fluido, também é de relevância.

A velocidade do escoamento no interior do duto possibilita duas condições diferentes: a de um escoamento do tipo laminar ou turbulento. Escoamentos do tipo laminares são aqueles em que seções diferentes do fluido não se misturam de forma macroscópica e as posições relativas das partículas do escoamento se mantêm invariantes. Já os escoamentos turbulentos, em contraponto, são aqueles onde há mistura de diferentes regiões do fluido promovendo uma transferência da quantidade de movimento entre regiões distintas do fluido.

É comum desejar que o escoamento no interior do duto seja turbulento, mesmo que a velocidade do fluido não seja suficiente para criar um regime deste tipo de forma espontânea. Este regime é preferível, pois se o jato de ar for laminar na saída do bocal o escoamento deverá sofrer uma transição para turbulência (após ser descarregado na atmosfera) e isto gerará ruído em frequências associadas a esse mecanismo de transição. A fim de analisar apenas a geração de ruído pelas

¹LDV é o acrônimo de *Laser Doppler Velocimetry* que é uma técnica para medição de velocidade que tem como base captar partículas que foram colocadas propositalmente no escoamento.

²PIV (*Particle Image Velocimetry*) técnica utilizada para medições de campo de velocidade de escoamento através de método óptico.

turbulências (ruído de jato) força-se a transição do regime laminar a turbulento, através de lixas ou pequenos degraus nas proximidades do bocal de exaustão [1]. Esta tem sido uma prática experimental adotada para não misturar fenômenos de geração de ruído diferentes na análise do ruído de jato. A Figura 2.1 mostra a visualização de um jato para um número de Reynolds³ (Re), onde é possível ver a transição do regime laminar a turbulento, através da instabilidades de Kelvin-Helmholtz⁴.

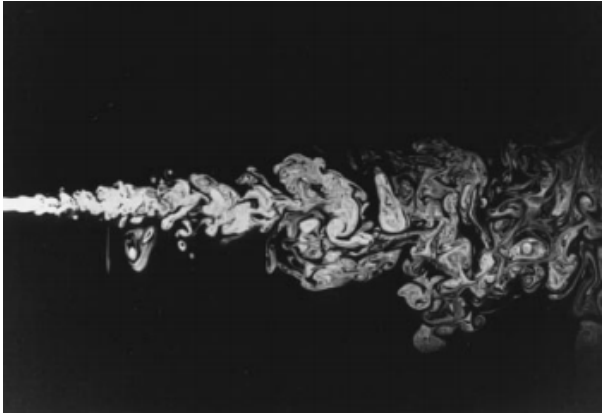


Figura 2.1 – Visualização de um jato a $Re \approx 2.5 \times 10^3$ sofrendo transição a turbulência. Retirado de Dimotaski [28].

O escoamento turbulento ao ser expulso pelo bocal possui um perfil de velocidade praticamente uniforme, logo nas imediações da exaustão. Este perfil de saída tende a ter sua espessura diminuída até se extinguir devido a troca de quantidade de movimento entre fluido expulso e quiescente. O fluido quiescente desacelera o escoamento de alta velocidade entranhando ar das imediações e destruindo de fora (borda do bocal) para dentro (centro do bocal) o perfil de velocidade, dando origem a um cone potencial ou também denominado núcleo potencial do jato.

Este cone potencial é a parcela do escoamento que consegue manter a velocidade original de saída a algumas unidades de dimensão do

³O número de Reynolds é definido como sendo a multiplicação entre velocidade do escoamento (U_j), dimensão característica associada ao escoamento (D_e), densidade do fluido (ρ_j) dividido pelo coeficiente de viscosidade (μ) do fluido $Re = \frac{U_j D_e \rho_j}{\mu}$.

⁴São estruturas periódicas em forma de vórtices que advém do contato entre fluidos com velocidades diferentes.

bocal a frente, entretanto cada vez com menores diâmetros. O diâmetro do núcleo potencial diminui da dimensão do bocal (D_e) até se extinguir. Sua aniquilação ocorre em torno de 4 a 6 diâmetros axiais à frente, variando de acordo com a velocidade do escoamento e condições de pressão e temperatura iniciais e bocal empregado [21].

A essa região do início, onde tem-se um perfil plano de velocidade à frente do bocal até o fim do núcleo potencial, dá-se o nome de região inicial. Após a região inicial o fluido continua a jusante em menor velocidade e acaba por atingir um perfil de velocidade que lembra a forma geométrica de uma gaussiana. Quando esse perfil dito auto-similar é atingido temos a região dita desenvolvida. A seção entre a região inicial e a região desenvolvida recebe o nome de região de transição [29].

O ar da atmosfera quiescente, que é recolhido para desaceleração do fluido, vem da chamada região de entranhamento. Entre a região de entranhamento e o centro do jato existe a camada de mistura, onde trocas de quantidade de movimentos entre o fluido são realizadas. A espessura da camada de mistura com base nas velocidades médias do escoamento pode ser dada pela diferença entre as posições radiais onde a velocidade do escoamento é de 90% e 10% da velocidade da linha de centro. A difusão da troca de quantidade de movimento entre a camada de mistura e suas imediações fazem com que haja um aumento radial da camada de mistura, por consequência a região de entranhamento encontra-se cada vez mais distante do centro do jato a maiores distâncias axiais.

Em princípio, o jato possui a dimensão característica do bocal, entretanto cada vez mais a jusante maiores quantidades de fluido são envolvidas no processo de desaceleração, causando seu aumento. Dessa forma, podemos imaginar geometricamente todo o jato de ar como um grande cone sem ponta, onde a parte sem ponta começa no bocal e sua base encontra-se na posição geométrica de estabilização das velocidades entre fluido e atmosfera. A linha oscilante que divide a região de entranhamento da atmosfera quiescente é denominada camada cisalhante. Maiores informações com respeito a fluidodinâmica de jatos pode ser encontrada em [21, 28]. Um esquemático de todas essas regiões é mostrado na Figura 2.2.

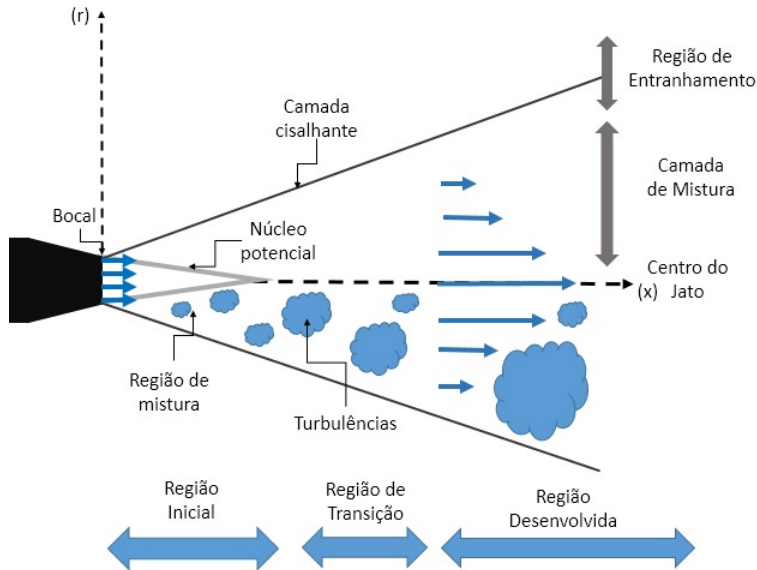


Figura 2.2 – Esquemático das regiões de um jato turbulento subsônico. Adaptado de Musafir [29] e Ball et al. [45].

2.3 Aeroacústica de jatos subsônicos frios e isolados: teoria e experimentação

2.3.1 Teoria de Lighthill

A aeroacústica é um termo cunhado por Lighthill para designar a área da acústica que se dedica ao estudo do som aerodinamicamente gerado. Embora este mecanismo de geração de som já tivesse sido estudado por outros pesquisadores, como Hermann Helmholtz, Lord Rayleigh, etc, a aeroacústica só obteve uma teoria de predição sonora efetiva com Lighthill em meados de 1952 [4]. Seus estudos teorizaram, através da conhecida “Analogia Acústica”, sobre características da fonte responsável pela geração do som e previam a pressão sonora. Através de algumas aproximações, a relação entre a velocidade do escoamento e a potência sonora irradiada podia ser também ser obtida.

No início de seu trabalho Lighthill deixa claro algumas condições e premissas para validade de sua analogia. Listam-se algumas destas na sequência, entretanto para uma total compreensão do domínio de apli-

cação da analogia consultar [4] e [17]. São elas: 1) todas as condições de contorno são rígidas e não vibrantes; 2) os efeitos acústicos devido ao contorno, tais como reflexão, difração ou absorção, são desprezados; 3) a energia do som produzido deve ser inferior em comparação com a energia de movimento do fluido, de modo que não existam reações do fluido ao som produzido; 4) o som é irradiado em espaço livre; 5) a estimativa de potência sonora se refere apenas a parcela de energia que escapa do escoamento como som; 6) algumas hipóteses só são válidas para velocidade subsônicas e tampouco deve ser utilizadas no limite de transição entre condições subsônicas a sônicas; 7) a região de fluido não estacionário deve ocupar um espaço muito menor dentro do volume que simboliza o ambiente de propagação; 8) leis comuns a acústica não estão explícitas na teoria, entretanto todas as leis válidas para acústica linear são consideradas aplicáveis ao meio quiescente e em contraponto não devem ser aplicadas a região do fluido não estacionário; 9) a diferença entre fluido real (meio quiescente contendo o fluido não estacionário) e fluido ideal (meio quiescente) é a fonte geradora de som; 10) a região modelada envolve apenas uma parcela de fluido flutuante e meio quiescente, não sendo previsto nenhum efeito de bocal ou geometrias afins.

Lighthill começa sua analogia acústica partindo da comparação entre um meio ideal (aquele onde há anisotropia e encontra-se em repouso) e um meio real. O meio real é onde existe uma pequena região turbulenta (item 7 das premissas listadas) contida no meio quiescente ideal. As equações da conservação da massa⁵ e quantidade de movimento aplicadas ao meio ideal nos levam a equação de onda típica, através de

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho v_i) = 0 \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) + c_\infty^2 \frac{\partial \rho}{\partial x_i} = 0 \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_\infty^2 \nabla^2 \rho = 0 \quad (2.4)$$

onde a primeira é a equação da conservação da massa, em que ρ é a densidade do fluido, v_i a velocidade e i marca a direção do fluido. A segunda equação é uma forma já aproximada da equação da conservação de quantidade de movimento (desconsiderou-se termos de gradientes de

⁵A equação também recebe o nome de equação da continuidade.

velocidade, através de análise da ordem de grandeza dos valores contribuintes a equação) onde c_∞ é a velocidade do som no ambiente de propagação. Por fim, temos a conhecida equação da onda que é obtida eliminando a densidade de quantidade de movimento (ρv_i). Esta eliminação pode ser feita derivando a equação da quantidade de movimento e subtraindo a equação da conservação da massa após aplicação do gradiente.

No caso de um meio real, que possui uma pequena região de rápida movimentação de fluido (valores significativos de gradientes de velocidade), a equação da quantidade de movimento para essa pequena região não pode ser simplificada e deve ser considerada em sua forma mais geral

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho v_i v_j + p_{ij}) = 0, \quad (2.5)$$

onde p_{ij} é tensor de tensões, que são aplicadas na direção x_i diretamente na superfície do fluido que possui componente normal na direção x_j . A diferença entre essas equações de quantidade de movimento nos revela um tensor de cisalhamento que causaria as mesmas flutuações de pressão do fluido real em um fluido ideal se o mesmo estivesse submetido a este tensor. A este tensor dá-se o nome de tensor de Lighthill que é escrito como sendo

$$T_{ij} = (\rho v_i v_j + p_{ij})_{real} - (c_\infty^2 \rho \delta_{ij})_{ideal}, \quad (2.6)$$

que pode reescrever a equação da quantidade de movimento da seguinte maneira

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) + c_\infty^2 \frac{\partial \rho}{\partial x_i} = - \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_i}. \quad (2.7)$$

Por fim, o tensor de Lighthill pode ser simplificado admitindo que o fluido não possua diferenças significativas de temperatura com o ambiente e que esteja em um alto número de Reynolds, fazendo com $T_{ij} \approx \rho v_i v_j$.

Ao considerar a equação da quantidade de movimento (Equação 2.7) e utilizar a conservação da massa (Equação 2.2) tem-se, após eliminação do termo explícito ρv_i , a seguinte equação

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_\infty^2 \nabla^2 \rho = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}, \quad (2.8)$$

que nada mais é que uma equação de onda não homogênea cujo o termo

fonte envolve a derivada de segunda ordem do tensor de Lighthill. A analogia mostra que a propagação do som devido a um escoamento turbulento em um fluido real (meio quiescente com escoamento) é análoga à propagação do som em um meio quiescente com termo fonte dado por $\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}$.

Uma equação de onda não homogênea cuja a fonte seja pontual, impulsiva e unitária, que são representadas por funções do tipo delta de Dirac, tem solução bem conhecida dada pela função de Green para o espaço livre

$$\left(\frac{1}{c_\infty^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \right) \phi = \delta(y) \delta(\tau) \rightarrow \phi(x, t) = \frac{1}{4\pi |\vec{x} - \vec{y}|} \delta(t_e - \tau), \quad (2.9)$$

onde o observador está na posição \vec{x} em um tempo t e a fonte em posição \vec{y} . A fonte é disparada em tempo τ e tempo de emissão (t_e) é definido como $t_e = t - \frac{|\vec{x} - \vec{y}|}{c_\infty}$. Se considerarmos que o termo fonte ($\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}$) possa ser representado por uma distribuição de inúmeras fontes pontuais no tempo e espaço (lembrando que no meio quiescente pode-se aproximar $p = \rho c_\infty^2$) e utilizando a função de Green para o espaço livre a Equação (2.8) possui solução dada por

$$p(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_V \frac{1}{4\pi |\vec{x} - \vec{y}|} \frac{\partial^2 (T_{ij})}{\partial x_i \partial x_j} \delta(t_e - \tau) dV_y d\tau. \quad (2.10)$$

Na Equação (2.10) a função $\delta(t_e - \tau)$ tem única solução diferente de zero para no instante $\tau = t_e$, o que reduz a equação na integral de volume

$$p(x, t) = \int_V \frac{1}{4\pi |\vec{x} - \vec{y}|} \left[\frac{\partial^2 (T_{ij})}{\partial x_i \partial x_j} \right]_{\tau=t_e} dV_y. \quad (2.11)$$

De acordo com a Equação (2.11) para que se conheça fielmente a pressão em um posição \vec{x} deve-se conhecer todo o campo de velocidade em um instante de tempo t em todo o volume do escoamento, para que então se possa calcular o tensor de Lighthill. Na prática, torna-se muito custoso obter dados do campo de velocidade de forma instantânea em todos os pontos do domínio com a instrumentação atualmente disponível. Além disso, algumas técnicas de captação da velocidade são intrusivas e acabam alterando o escoamento.

Lighthill fez algumas aproximações para que a potência sonora irradiada pudesse ser estimada com base em características básicas do fluido. Uma primeira aproximação é que a estrutura geradora principal de ruído deve ser da ordem do diâmetro efetivo do bocal de exaustão (D_e), isto faz com que $dV_y \approx D_e^3$. O tensor já reduzido ($T_{ij} = \rho v_i v_j$) pode ser ainda mais simplificado admitindo uma densidade igualitária entre domínio e meio quiescente e velocidades da ordem da velocidade de saída do escoamento (U_j). A hipótese da velocidade é razoável já que o volume se estende em apenas um D_e em cada eixo (primeira aproximação). Todas essas aproximações fazem com que $T_{ij} \approx \rho v_i v_j \approx \rho_\infty U_j^2$. As derivadas, em condição de campo distante, podem ser entendidas como $\frac{\partial}{\partial x} \approx \frac{1}{c_\infty} \frac{\partial}{\partial t} \approx \frac{f_{dominante}}{c_\infty}$, desta forma tem-se que a pressão sonora pode ser aproximada como

$$p \approx \frac{\rho_\infty D_e U_j^4}{r c_\infty^2}, \quad (2.12)$$

onde $r = |\vec{x} - \vec{y}|$. A intensidade sonora (I) em campo distante por sua vez pode ser dada por

$$I = \frac{\langle p^2 \rangle}{\rho_\infty c_\infty} \approx \frac{\rho_\infty D_e^2 U_j^8}{r^2 c_\infty^5}. \quad (2.13)$$

onde $\langle \rangle$ é uma média temporal.

Lembrando que a potência sonora irradiada (W) em campo distante pode ser escrita em função da intensidade (I) como

$$W = 4\pi r^2 I = 4\pi r^2 \frac{\langle p^2 \rangle}{\rho_\infty c_\infty} \quad (2.14)$$

e assumindo que $f_{dominante} \times D_e \approx U_j$, maiores detalhes em [30], juntamente com as aproximações descritas tem-se que

$$W \approx \frac{4\pi r^2}{\rho_\infty c_\infty} \left[\frac{1}{4\pi r} \left(\frac{f}{c_\infty} \right)^2 \rho_\infty U_j^2 D_e^3 \right]^2 \approx \frac{\rho_\infty D_e^2 U_j^8}{c_\infty^5} \quad (2.15)$$

Lighthill atribui um fator K (diante de tantas aproximações) que deve conter as discrepâncias entre os níveis dos dados experimentais e sua lei. Este é chamado de coeficiente de potência acústica [4] que transforma a Equação (2.15) a sua forma final

$$W = \frac{K \rho_{\infty} D_e^2 U_j^8}{c_{\infty}^5}, \quad (2.16)$$

que é conhecida como a lei da oitava potência de Lighthill. Algumas considerações devem ser feitas, a fim de esclarecer os efeitos das aproximações realizadas no tensor de Lighthill. Ao considerar que $T_{ij} \approx \rho v_i v_j$ perdem-se os efeitos de refração do som que estão ligados a diferença $p_{real} - \rho_{\infty} c_{\infty}^2$ [9], e ao considerar $T_{ij} \approx \rho v_i v_j \approx \rho_{\infty} U_j^2$ os efeitos convectivos que estão contidos nos gradientes do campo de velocidade também são perdidos. Isto acontece devido a homogeneização de todo o campo de velocidade pela aproximação U_j (situação na saída do bocal). Estas aproximações fazem com que a lei da oitava potência, conforme a Equação (2.16), não possua efeitos convectivos e refrativos.

O fator de potência acústica (K) é obtido com a junção da teoria de Lighthill e medições experimentais. A potência sonora pode ser medida através de medidas de pressão utilizando normas como a ISO 3745 [20]. Através da lei da oitava potência Equação (2.16) retira-se o fator semi-empírico

$$K = \frac{W_{medida}}{\rho_{\infty} D_e^2 U_j^8 c_{\infty}^5}. \quad (2.17)$$

Este fator é da ordem 2×10^{-5} [9, 17]. Conhecendo as limitações da Equação (2.16), pode-se partir para comparação dos níveis e tendências da curva previstos por Lighthill e o que se encontra através de medições.

2.3.2 Medições de ruído de jato

Dados experimentais mostram que a lei da oitava potência traz ótimos resultados e por isso continua sendo utilizada tanto para comparação de tendência de dados quanto em rápidas predições de níveis globais a serem medidos. A aproximação da analogia de Lighthill sem nenhuma correção não possui dependência com a posição angular (Equações 2.12, 2.13 e 2.16). Entretanto, os dados de pressão sonora que são coletados desde posições angulares a jusante até posições a montante mostram diferenças entre si. Utiliza-se a convenção industrial aeronáutica que considera a posição angular de 180° a frente do bocal (jusante) e 0° atrás do mesmo (montante). A Figura 2.3 apresenta resultados de nove testes com jatos frios até condições sônicas de diversos pesquisadores para a posição angular de 90° em comparação com a lei U_j^8

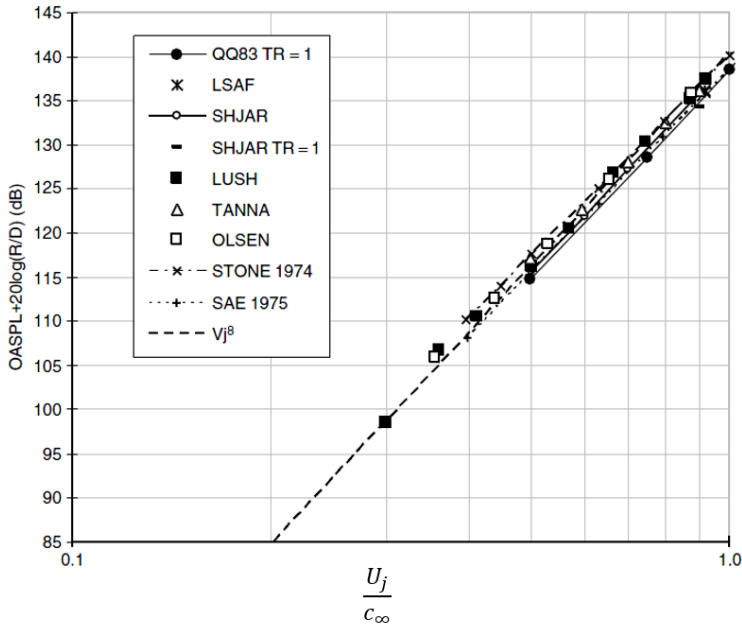


Figura 2.3 – Lei da oitava potência de Lighthill e dados de diversos testes, sem perda atmosférica, para posição angular de 90° ajustados a $\frac{r}{D} = 1$. Retirado de Harper-Bourne [31].

A comparação é feita através do nível de pressão sonora global (que leva em conta a distância) com base na potência sonora estimada por Lighthill (Equação 2.16). É comum que se compare os níveis de pressão sonora oriundos da lei da oitava potência com a posição angular de 90° . Isto é devido ao fato de que tal posição angular ser a menos influenciada por efeitos convectivos e de refração [18] (assemelhando-se as aproximações da analogia em sua forma sem fatores de correção). Alguns autores afirmam inclusive a ausência de efeitos de refração e convecção nesta posição angular [9]. É válido salientar que a pressão sonora escala com a quarta potência da velocidade, como mostra a Equação (2.12), entretanto o nível de pressão sonora possui novamente expoente oito com a velocidade. Isto significa que quando dados experimentais de NPS escalam com a oitava potência estes estão em acordo com a lei da oitava potência de Lighthill.

Comparações de dados experimentais, em posições angulares diferentes de 90° , obtidas através da Equação (2.16) mostraram o esperado: a teoria não era capaz de prever com bons resultados os níveis de pressão sonora para todas as posições angulares e que os dados não possuíam tendência de oitava potência com a velocidade para todas as posições angulares. A Figura 2.4 mostra a comparação de níveis com a velocidade em diferentes posições angulares realizados logo em 1954 por Alan Powell [34].

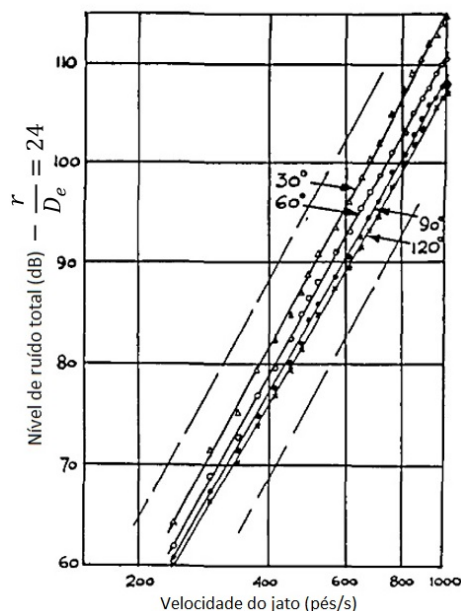


Figura 2.4 – Variação da pressão sonora total com a velocidade do jato para diferentes posições angulares. Retirado de Powell [34].

A discussão sobre a tendência dos dados em relação à velocidade para outras posições angulares ainda está presente em estudos recentes [5, 30]. A Figura 2.5 mostra o expoente em que os níveis de pressão sonora dos dados de Khavaran & Bridges [32] escalam com a velocidade para um jato subsônico em diversas razões de temperatura.

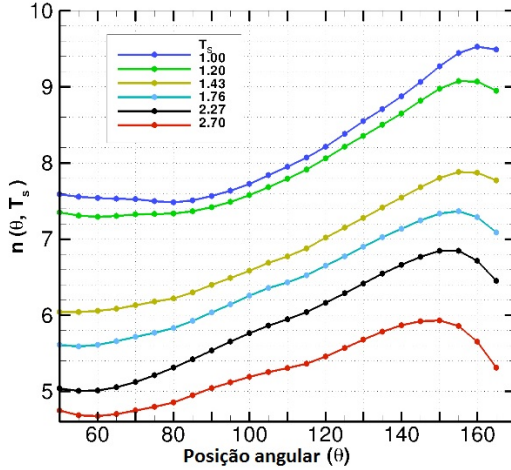


Figura 2.5 – Coeficiente angular (n) de relação V^n com nível de pressão sonora, para um jato subsônico em diversas razões de temperatura. Extraído de Khavaran et. al [32].

2.3.3 Correções, direcionalidade e atenuação atmosférica

Lighthill trabalhou de modo a ter um fator corretivo que modificasse a lei da oitava potência e representasse a convecção das estruturas turbulentas, tentando assim aproximar sua equação de dados experimentais. O fator é utilizado como fator de direcionalidade ($Q(\theta, U_j)$) e pode ser inserido de forma multiplicativa diretamente na intensidade sonora, como correção para dependência angular. Este seu trabalho [17] foi publicado na sequência de seu primeiro sobre o som gera aerodinamicamente [4], entretanto o fator (C_L) sofreu correções com respeito a seu expoente algumas vezes e foi admitido em forma final como sendo

$$C_L^{-5} = (1 - M_c \cos \theta)^{-5} \quad (2.18)$$

onde M_c é o número de Mach convectivo, definido como sendo a razão entre a velocidade convectiva (U_c) das turbulências pela velocidade do ambiente. Posteriormente Ribner [18] recorrigiu o fator por

$$C_R^{-5} = \left((1 - M_c \cos \theta)^2 + \alpha^2 M_c \right)^{-\frac{5}{2}}, \quad (2.19)$$

onde α é um parâmetro que simboliza o tempo de decaimento das estruturas convectadas. Ribner em [18] definiu $\alpha = 0.55$ e a velocidade de convecção como sendo 50% da velocidade de exaustão do jato, ou seja

$$M_c = \frac{U_c}{c_\infty} = 0.5 \frac{U_j}{c_\infty} = 0.5 M_a. \quad (2.20)$$

O fator de Ribner leva a menores valores corretivos da lei U_j^8 em comparação com a correção convectiva proposta por Lighthill. A correção de Lighthill é na realidade um caso extremo onde considera-se $\alpha = 0$. Com esses fatores temos condições de verificar como o fator convectivo (a exemplo correção de Ribner) alterará o padrão de pressão sonora proposto por Lighthill. A Figura 2.6 mostra a distribuição do coeficiente C_R em 360° onde o ângulo pode ser medido a partir do centro de coordenada $(0, 0)$, foram exemplificadas as condições de M_c iguais a 0.15, 0.25, 0.35 e 0.45 que corresponderiam, de acordo com a Equação (2.20) aos M_a 0.30, 0.50, 0.70 e 0.90. O caso de $M_c = 0$ não possui nenhuma utilidade prática e foi testado apenas para comparação. À medida que a velocidade do escoamento aumenta o fator de Ribner tende a formar um padrão mais direcional a jusante. Isto pode ser percebido pelo deslocamento das curvas a direita e também pela intensificação do fator para os ângulos superiores a 100° em detrimento dos ângulos a montante.

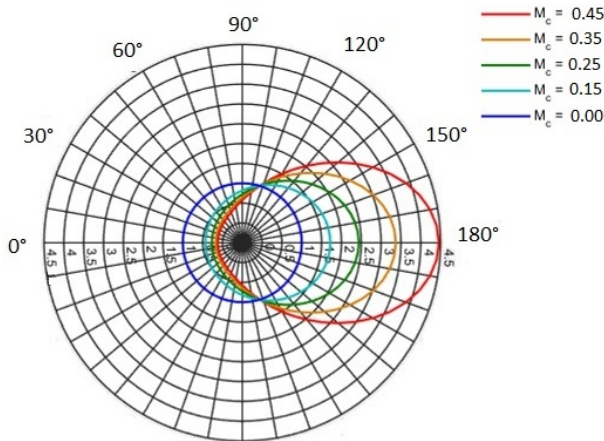


Figura 2.6 – Padrão de C_R para diferentes M_c . Obtido a partir da Equação (2.19).

Os fatores convectivos (tanto de Lighthill quanto de Ribner) são responsáveis por aumentar os níveis e mudar a tendência angular, corrigindo assim com divergências aceitáveis a lei da oitava potência de Lighthill. Fatores de refração também alteram a distribuição de pressão sonora, entretanto seus efeitos são maiores em posições angulares a jusante [18] e devem ser mais importantes em jatos quentes e de altas velocidades [9]. Ribner em [18] fez um trabalho com respeito aos padrões de diretividade do jato e propôs um esquema mostrado na Figura 2.7, de como os efeitos de convecção e refração alterariam o padrão de direcionalidade básico do jato.

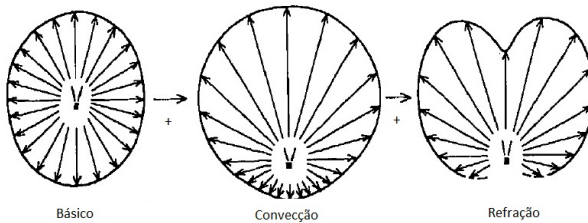


Figura 2.7 – Direcionalidade sonora de um jato subsônico em seu padrão básico, com a adição de convecção e total (básico + convecção + refração). Retirado de Ribner et al. [18].

Em especial o padrão de direcionalidade básico do jato, que deve ser observado em baixíssimas velocidades e jatos com razão de temperatura unitária com o ambiente, deve ser pouco direcional [18]. Este padrão é composto dos chamados padrões de *self-noise* e *shear noise* [9]: o primeiro é devido às turbulências, que são entendidas como fontes do tipo quadrupolares, que estão dispostas de forma aleatória no escoamento formando assim um padrão uniforme de direcionalidade (omnidirecional). O segundo também se deve às turbulências, mas estas de interação com o fluido quiescente (na camada cisalhante) que originam um padrão de radiação de quadrupolo longitudinal, conferindo assim um formato mais achatado ao padrão básico de radiação. Ribner propõe que o *shear noise* deve contribuir com um fator de $(1 + \cos^4(\theta))$ [9, 18].

Estes padrões direcionais podem ser percebidos através de medidas de pressão sonora em uma mesma distância radial com respeito ao centro do bocal em campo distante. Nesse caso, assume-se que o campo distante é a região de campo sonoro em que há o decaimento da intensidade sonora com o inverso do quadrado da distância. Este tipo de decaimento acontece quando estamos em distâncias grandes da

fonte, que está em um ambiente aberto e sem reflexões (campo livre) sendo entendida como pontual com propagação esférica. Em campo distante, a intensidade é proporcional ao quadrado da pressão ($I = \frac{p^2}{\rho_\infty c_\infty}$), espera-se um decaimento em campo distante para a pressão de com o inverso da distância

$$p \propto \frac{1}{r}. \quad (2.21)$$

Imaginando que uma determinada fonte emita pressão sonora de amplitude A e realiza-se medida de NPS a uma distância r_1 suficiente longe da fonte para atingir campo distante e em uma segunda distância $r_2 = 2r_1$. A diferença entre as duas medida será de

$$\Delta NPS = 10 \log_{10} \left(\frac{A}{r_1 p_{ref}} \right)^2 - 10 \log_{10} \left(\frac{A}{2r_1 p_{ref}} \right)^2 \approx 6dB. \quad (2.22)$$

Sendo assim, se a medida é realizada em região de campo distante, ao dobrar-se a distância espera-se uma queda de 6 dB do nível de pressão sonora. Para fonte sonora jato o procedimento para busca da região de campo distante segue a ideia do decaimento com a distância. Através de medidas de pressão sonora, em diversas distâncias radiais com respeito ao centro do bocal (admitido como centro de coordenadas) procura-se incrementos proporcionais de queda da pressão. A Figura 2.8 mostra como a pressão sonora deve variar nas proximidades da fonte sonora jato.

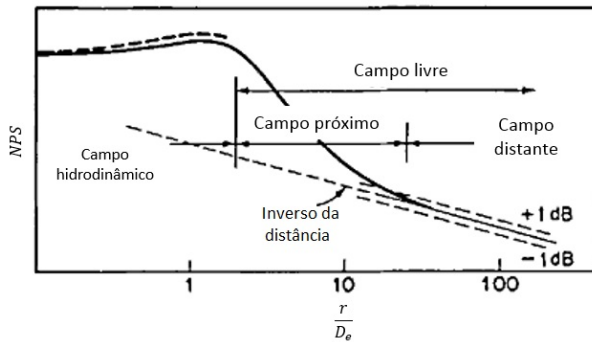


Figura 2.8 – Variação do NPS com a distancia do jato. Retirado de Ahuja et al. [33].

Medidas em campo distante são realizadas com o conceito implícito de tratar as fontes sonoras relevantes do jato como uma fonte pontual [12, 16] com direcionalidade característica. A própria disposição do arco em formato de arco circular com transdutores apontando ao centro do jato, em distâncias suficientes grandes para atingir campo distante, tem por base o mesmo princípio: a ideia de uma fonte concentrada nas imediações da saída do bocal [12]. Uma análise por frequência, posição angular e número de Mach, no caso da fonte sonora jato, deve ser realizada para determinação do campo distante, uma vez que o campo pode ser atingido primeiro a uma determinada distância e frequência e a uma distância superior em outra frequência. Se o objetivo é obter campo distante, medidas com esse intuito devem ser feitas para determinação do posicionamento dos microfones no interior da câmara anecoica [35].

Em campo distante as medidas são retiradas e então pode-se realizar diversas análises como os padrões de direcionalidade através do OASPL por posição angular. O padrão de direcionalidade do jato se altera de acordo com número de Mach, uma vez que os parâmetros de convecção e refração são alterados. O parâmetro convectivo de Ribner dá uma ideia de como o jato deve se comportar com o aumento da velocidade do escoamento: a direcionalidade deve ficar mais acentuada com o incremento da velocidade. A Figura 2.9 mostra uma curva típica de comparação entre posição e nível de ruído global feita por Tam et al. [5].

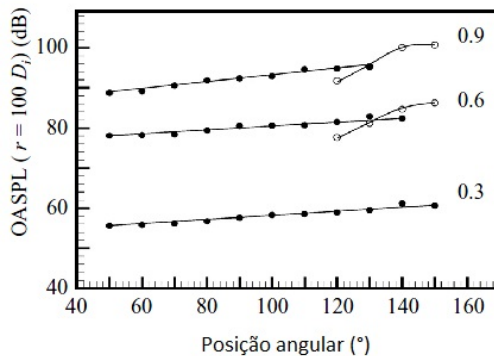


Figura 2.9 – Variação do ruído total (NPS_{global}) com a posição angular para Mach acústico 0.3, 0.6 e 0.9 em razão de temperatura unitária entre jato e ambiente. Retirado de Tam et al. [5].

A análise da Figura 2.9 revela que mesmo em números de Mach menores um certo padrão de direcionalidade é percebido e encontra-se preponderantemente a jusante do jato (sentido do fluxo). Com o aumento do número de Mach percebe-se uma maior tendência de padrões sonoros a jusante, traduzida pela inclinação das retas. Isto pode ser embasado através do coeficiente de convecção de Ribner que já previa um aumento de acordo com as posições angulares, entretanto de acordo com tal coeficiente o pico de ruído deveria ser encontrado na posição angular de 180° .

Os efeitos de refração fazem com que o pico de ruído seja encontrado entre as posições angulares de 150° a 160° conforme dados experimentais [5, 9] para jatos subsônicos. A exemplo, de acordo com a análise dos dados do SHJAR (2006) (que encontram-se disponível de forma tabelada por banda de frequência em [1]) o pico para Mach 0.40 (setpoint de teste 2) encontra-se na posição angular de 150° e a diferença entre esta posição e a posição de 50° é de aproximadamente 7 dB, estes dados são apresentados na Figura 2.10.

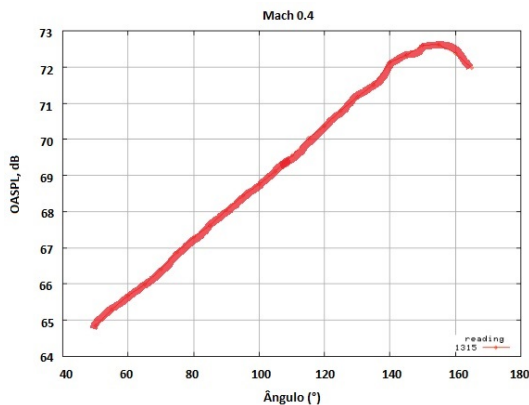


Figura 2.10 – Nível de pressão sonora global por posição angular para Mach 0.4. Retirado de Bridges et al. [1]

Já para a condição Mach de 0.90 o pico encontra-se a 160° e a diferença com a posição angular de 50° mostram 12 dB de aumento, após tais posições de pico há uma queda bastante evidente do nível global do ruído (para maiores detalhes consultar Brown & Brigdes [1]). Há também uma mudança no formato da curva em comparação com a apresentada na Figura 2.10. A Figura 2.11 apresenta esta outra condição.

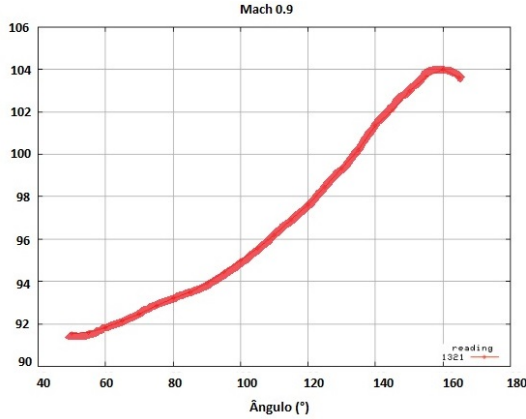


Figura 2.11 – Nível de pressão sonora global por posição angular para Mach 0.9. Retirado de Bridges et al. [1]

As análises do ruído global por posição angular levam ao questionamento das componentes espectrais que compõem o ruído. Este desmembramento do som em frequências pode ser feito tanto em banda estreita (espaçamento regular na frequência) ou através de bandas de oitava. Dependendo do tamanho do bocal, como no caso dos modelos de escala reduzida, o ruído produzido pelo jato deve ocupar uma determinada faixa de frequência. Quanto menor o diâmetro do bocal de despejo mais o ruído será transladado para altas frequências. Algumas dessas frequências analisadas não são audíveis ($> 20 \text{ kHz}$) ao ser humano, entretanto elas devem ser analisadas e levadas em consideração uma vez que ao voltarmos o modelo de escala reduzida ao tamanho real tais componentes passam a ser audíveis novamente. Como as medidas de jato são feitas em diferentes laboratórios e cada um destes conta com seus próprios bocais, que divergem muitas vezes em diâmetro efetivo, o número de Strouhal é uma alternativa para adimensionalizar a faixa de frequências e comparar bocais de diferentes diâmetros, sendo definido como

$$St = \frac{f D_e}{U_j}. \quad (2.23)$$

A Figura 2.12 mostra as componentes espectrais em bandas de $\frac{1}{3}$ de oitava adimensionalizadas pelo número de Strouhal para um jato subsônico frio nas posições angulares de 90° e 150° comparando dois bocais diferentes. Os níveis de ruído a jusante são maiores comparati-

vamente a montante, já indicado pela análise do ruído global e posição angular. Entretanto pode-se notar que o ruído captado a 150° possui maiores níveis associados a componentes de baixa frequência (baixos números de Strouhal) em comparação com o ângulo 90° . Em espectros de banda estreita esta assinatura espectral também é encontrada, um espectro de pico e um segundo mais plano comparativamente ao primeiro.

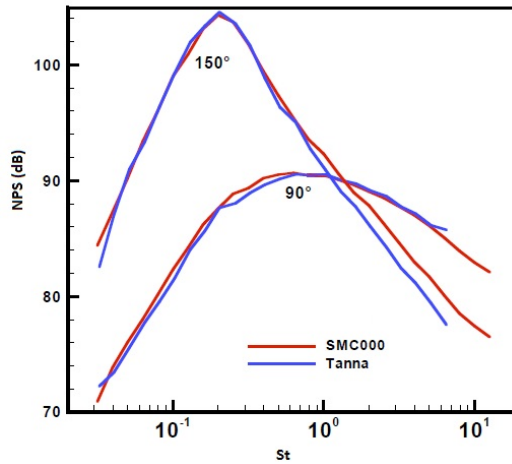


Figura 2.12 – Comparação através do número de Strouhal dos espectros retirados na posição angular 90° e 150° . Retirado de Bridges et al. [1].

Uma extensa análise de um banco de dados de ruído de jato foi realizada por Golebiowski, Tam e Seiner que varreram diversas posições angulares e números de Mach em busca de duas curvas de ajuste que seriam universais pra o ruído de jato [14]. Estas curvas de ajuste foram denominadas como espectros de similaridade F e G, sendo F o espectro de pico e G o espectro plano. As curvas de ajuste possuem dependências com a razão de temperatura e os coeficientes de amplitude podem ser determinados, sendo um bom indicativo de níveis de pressão sonora esperados por frequência. Os parâmetros são facilmente determinados para as posições angulares de 90° e 150° , onde estes padrões são mais nítidos. Para as posições angulares intermediárias uma combinação linear dos espectros F e G é necessária para prever a tendência dos dados [14]. A Figura 2.13 mostra os espectros de similaridade normalizados.

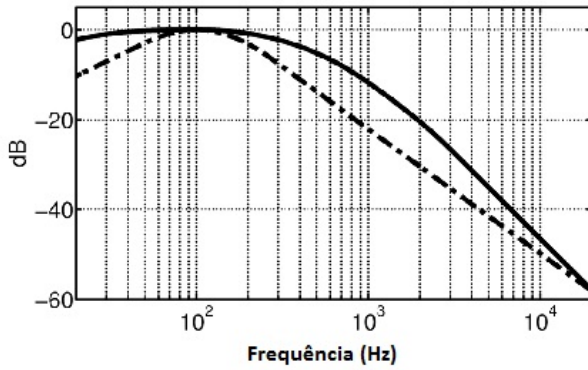


Figura 2.13 – Espectros de similaridade normalizados: F (linha descontinua) e G (linha continua). Retirado de Neilsen et al. [36].

Como tais curvas são o ajuste oriundo de um enorme banco de dados, as mesmas têm sido utilizadas como comparação em etapas de validações preliminares de tendências e níveis [5, 35–37]. A Figura 2.14 mostra os espectros F e G aplicados as posições angulares de 90° e 150° para diferentes números de Mach. Estes espectros de similaridades podem ser aplicados tanto a jatos subsônicos quanto a supersônicos [14].

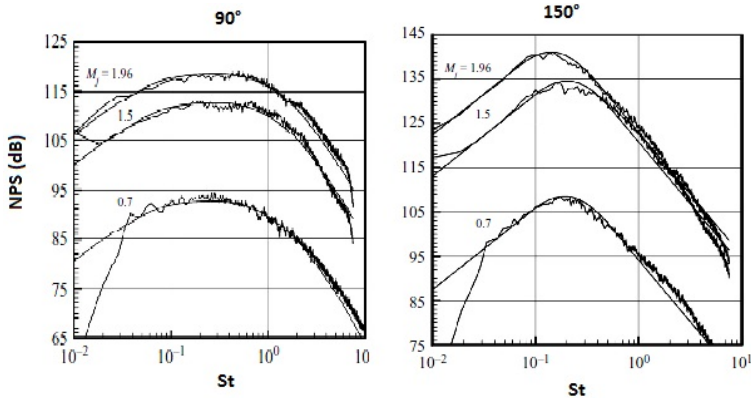


Figura 2.14 – Espectros de similaridade aplicados a espectros medidos para diferentes velocidades de escoamento em $r = 100D_e$. Retirado de Tam et al. [36].

Existem desvios consideráveis, tanto nas regiões de baixa e alta

frequência, entre os dados medidos e as curvas propostas por Tam, entretanto as curvas são bons indicativos de tendências de ruído e podem levantar suspeitas de ruídos não oriundos do jato em etapas de validação. Para as altas frequências existem divergências que podem ser explicadas: o banco de dados utilizado para gerar os espectro de similaridade F e G não fora corrigido antecipadamente por atenuações atmosféricas [9]. Ou seja, diversas condições de temperatura e umidade relativa do ar estão misturadas nos espectros de similaridade.

É bem estabelecido que a atenuação atmosférica é dependente da frequência de forma não linear [2], frequências mais altas são mais atenuadas que baixas frequências pela atmosfera. Nos modelos de escala reduzida, devido ao diâmetro dos bocais, lida-se com frequências muito altas e este efeito torna-se relevante para comparação de ensaios. Entre ensaios feitos com mesmo bocal em diferentes umidades e temperaturas este efeito pode não ser relevante, mas se os testes foram realizados com bocais de diâmetros diferentes (deslocamento na frequência) e/ou diferentes distâncias (quanto maior a distância de medição maior é a atenuação devido a atmosfera) o efeito faz com que as altas frequências sejam discrepantes entre si, mesmo quando adimensionalizadas pelo número de Strouhal ou escaladas a mesma distância. A Figura 2.15 mostra a diferença entre dados em diferentes distâncias com e sem atenuação atmosférica.

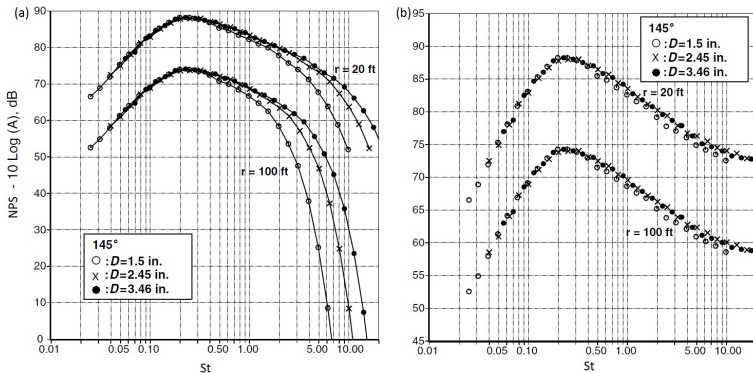


Figura 2.15 – Espectros em banda de um terço de oitava para diferentes diâmetros de bocais e duas distâncias: (a) sem atenuação atmosférica (b) com atenuação atmosférica. Retirado de Viswanathan [16].

A atenuação sonora pelo ar da atmosfera quiescente deve ser le-

vada em consideração para que se possa comparar duas medidas em condições atmosféricas diferentes. Para isto, dados de umidade relativa e temperatura no ambiente em que o jato é descarregado fazem-se necessários. Existem algumas diretrizes que mostram o procedimento de cálculo para a atenuação atmosférica de forma dependente da frequência, entre estas as mais comumente utilizadas são: ARP 866 [8] e o procedimento de Shields & Bass [38]. A ARP 866 é a norma admitida em certificações aeronáuticas brasileiras, sendo assim, a mesma será utilizada neste trabalho.

A atenuação sonora pelo ar se divide basicamente em dois processos chamados de clássica e molecular. A absorção clássica é tida como a transferência de energia sonora, da onda em propagação, em forma de calor e atrito viscoso entre as moléculas de ar [2]; sendo que a perda de energia em forma de calor é inferior a perda por atrito viscoso (dependente da temperatura). Esta absorção é tão mais efetiva quanto maior a frequência da onda propagante, sendo proporcional ao quadrado da frequência [2]. No processo de absorção molecular, em nível microscópico, os gases que compõem o ar se aproveitam da energia da onda sonora para se reorganizarem [2, 10]. Nessa reorganização as moléculas de água funcionam como inibidoras de transferência de energia fazendo com a perda para atmosfera seja menor. Desta forma é importante conhecer a umidade relativa do meio para mensurar corretamente a absorção molecular.

A atenuação devido à atmosfera pode ser obtida como a soma direta da absorção clássica com a absorção molecular [8]

$$\alpha = \alpha_{class} + \alpha_{mol}, \quad (2.24)$$

para detalhes do cálculo de α_{class} e α_{mol} consultar ARP 866 (1975) [8]. A título de exemplo para um valor de 70% de umidade relativa e temperatura de 25°C a uma distância de aproximadamente 2 m da fonte sonora a atenuação atmosférica causa perda da energia sonora na banda de um terço de oitava com frequência central de 1000 Hz da ordem de 0.01 dB (desprezível), já para a banda com frequência central em 40 kHz a perda é de aproximadamente 1.60 dB. A Figura 2.15 mostra a atenuação atmosférica para diferentes umidades relativas e temperaturas para as bandas de 1 kHz e 40 kHz calculadas conforme procedimento da ARP 866. O aumento da umidade relativa tende a diminuir o processo de absorção sonora, entretanto o jato de ar descarregado trata-se, em geral, de um ar seco — o ar comprimido passa por um secador para retirada de particulado e diminuição da umidade

para melhor estocagem — o que faz com que a umidade relativa seja diminuída no decorrer dos testes tornando a atenuação atmosférica cada vez mais relevante.

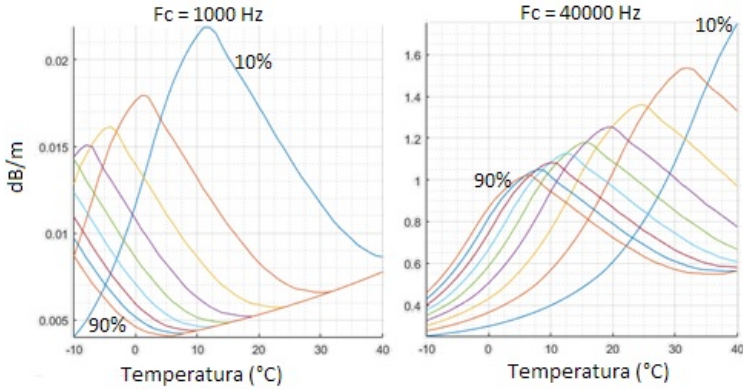


Figura 2.16 – Atenuação atmosférica para as bandas de frequência de 1 kHz e 40 kHz, para faixa de umidade relativa de 10% a 90% e temperatura entre -10°C a 40°C. Calculado conforme procedimento descrito em ARP 866 [8].

Aos dados corrigidos pelas condições atmosféricas dá-se o nome de sem efeitos atmosféricos (*lossless*). Após, os dados são propagados (quando necessário) para as distâncias desejadas pelo experimentador para comparação de seus dados os divulgados. Uma vez estando em campo distante os dados podem ser ajustados a qualquer distância de acordo com

$$NPS_{r=desejado}(\theta, U_j) = NPS_{medido} + 10 \log_{10} \left(\frac{r_{medido}}{r_{desejado}} \right)^2. \quad (2.25)$$

Os dados de pressão coletados em todas as posições angulares em condição *lossless* e ajustados a uma mesma distância (para comparação) devem formar um padrão característico associado ao seu bocal de despejo e condição de velocidade do escoamento. Para um bocal circular liso, como por exemplo SMC000, ARN1 etc, o padrão de nível de pressão sonora por banda de frequência em St deve ser semelhante ao encontrado na Figura 2.17.

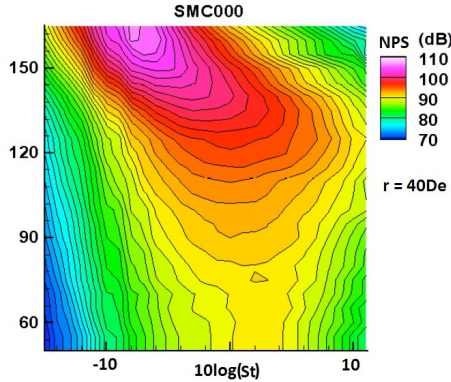


Figura 2.17 – Distribuição da pressão sonora a $r = 40D_e$, característica de um bocal SMC000 para $M_a = 0.90$ e razão de temperatura unitária, por faixa de frequência (em St) e posição angular. Retirado de Bridges & Brown [39].

A Figura 2.17 representa a direcionalidade do ruído por banda de frequência. Pode-se notar que a fonte possui diretividade a baixas frequências (baixos números de Strouhal) em ângulos jusantes rasantes (150°). Para frequências mais altas a direcionalidade está concentrada entre uma faixa angular de 110° a 130° . É comum que se utilize o ângulo de 90° para marcar referência de direcionalidade [9], escrevendo

$$DI(\theta, U_j) = NPS(\theta, U_j) - NPS(90^\circ, U_j). \quad (2.26)$$

Esta análise de direcionalidade tendo como base o ângulo de 90° pode ser feita tanto para direcionalidade global (obtida através do NPS_{global}) quanto por banda de frequência. Os fatores convectivos possuem seu mínimo associado a esta posição angular também, sendo possível estimar os fatores de refração como uma diferença entre dados medidos e fator convectivo estimado analiticamente.

2.3.4 Análise do sinal no tempo

Os sinais de pressão analisados são adquiridos no tempo e levados ao domínio da frequência, por uma transformada de Fourier, e então as análises espectrais, exemplificadas acima, são feitas. Estes sinais temporais também podem ser úteis para determinação de características do campo sonoro do jato, através de medidas de autocorrelação e

correlação cruzada.

O primeiro experimento de ruído de jato que utilizou dois transdutores de pressão sonora para realizar medidas de autocorrelação e correlação cruzada foi feito por Maestrello [13] em 1976. A partir de então a análise utilizando correlações foi difundida e trabalhos recentes [5], [6] ainda se utilizam desse tipo de análise. A correlação é uma análise estatística que verifica a relação linear entre duas variáveis. Harker (2013) [6] verificou diferenças entre as autocorrelações de sinais retirados nas posições angulares de 90° e 130° . As diferenças se dividiam em largura do lóbulo principal e forma das curvas; a Figura 2.18 mostra a autocorrelação destes sinais. Um maior lóbulo principal indica menor aleatoriedade dos níveis de pressão sonora coletados.

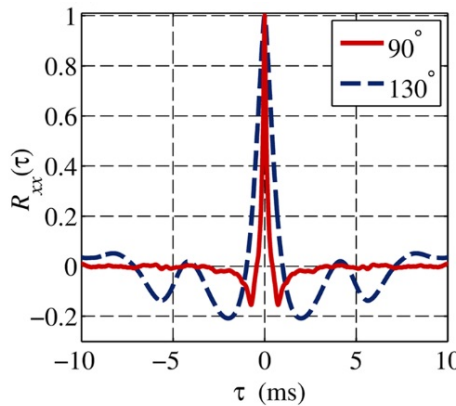


Figura 2.18 – Coeficiente de autocorrelação normalizado para duas posições angulares distintas. Retirado de Harker et al. [6].

Tam et al. [5] analisou as correlações cruzadas de microfones localizados em campo distante, ou seja uma correlação cruzada espacial e temporal. Ao analisar a máxima correlação espacial temporal (R_{nm}), mostradas na Figura 2.19, para cada uma das posições angulares notou-se que as correlações cruzadas para ângulos a jusante eram maiores entre si do que a montante. Uma correlação maior que 0.25 não era possível em um espaçamento superior a 20° nem mesmo a ângulos a montante, indicando assim uma perda de correlação devido ao afastamento angular entre os microfones. Há indicações, portanto, que os níveis de pressão sonora captados a montante sejam mais aleatórios que os captados a jusante [5].

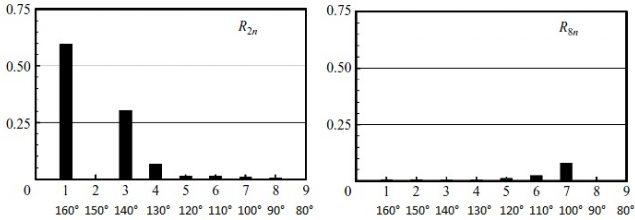


Figura 2.19 – Máxima autocorrelação cruzada normalizada entre posições angulares. Retirado de Tam et al. [5].

2.4 Alteração do ruído de jato por *chevrons*

Uma vez conhecidas as características principais do jato descarregado por um bocal circular comum, geometrias diferentes podem ser analisadas. Atualmente não existem métodos ou cálculos analíticos que relacione pressão sonora com parâmetros geométricos de bocais, como *tabs* e *chevrons*. Dessa forma, os testes paramétricos são amplamente utilizados para verificar estas interferências de geometrias no escoamento e campo de pressão sonora. Os *tabs* por serem mais intrusivos alteraram parâmetros de desempenho da aeronave (empuxo) e, por fim, perderam espaço aos *chevrons*.

Bridges [39] construiu uma série de bocais denominados *Small Metal Chevron* (SMC) que se constituem basicamente de bocais com recortes em formato de serrilha em diferentes números e ângulos de penetração. A Figura 2.20 mostra os sete primeiros bocais feitos por Bridges e os bocais a serem utilizados neste trabalho com marcação azul.

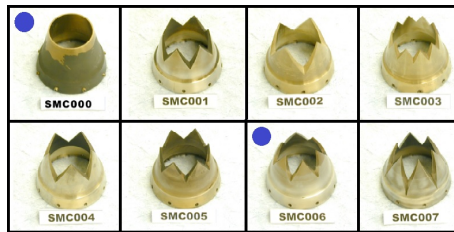


Figura 2.20 – Alguns bocais da série SMC. Retirado de Bridges et al. [39]. Com marcação em azul os bocais utilizados neste trabalho.

A ideia principal do estudo era determinar o impacto destas geometrias nos campos acústicos e de velocidade. Com base neste estudo Bridges concluiu que as serrilhas eram capazes de deslocar o espectro para alta frequência em comparação com um jato descarregado por um bocal sem serrilhas (SMC000) e que a efetividade deste deslocamento estava associado também ao ângulo de penetração das serrilhas no escoamento [39]. Os *chevrons* são responsáveis por uma série de modificações do campo de velocidade que podem estar relacionadas com mudanças no campo acústico, tais como encurtamento do núcleo potencial, aumento da espessura da camada cisalhante etc [21]. Entretanto, embora estas sejam hipóteses da alteração do ruído, atualmente não é possível prever analiticamente como os *chevrons* alteram os mecanismos de geração sonora e muito menos projetá-los de forma quantitativa para tal fim. A Figura 2.21 mostra a alteração dos espectros de frequência pelo bocais serrilhados SMC006 e SMC007 em comparação com o bocal circular liso SMC000.

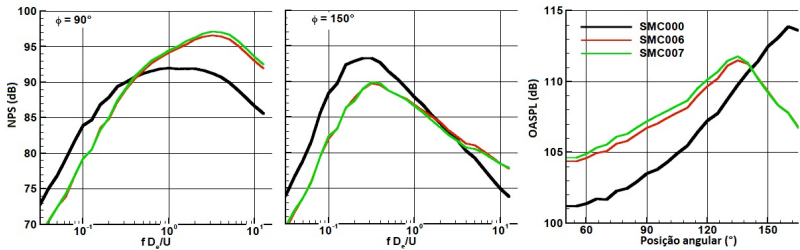


Figura 2.21 – Distribuição da pressão sonora por número de St em posição angular 90° e 150° e ruído global. Retirado de Bridges et al. [39].

De forma prática, os bocais serrilhados conseguem diminuir o conteúdo do ruído em baixa frequência causando o aumento do conteúdo de alta frequência no ruído. Essa característica faz com que bocais com *chevrons* sejam um aliado para diminuição do ruído de jato, uma vez que a atenuação atmosférica é mais efetiva em alta frequência. Em valores globais os *chevrons* acabam por diminuir a diferença entre posições angulares distintas. De acordo com o a Figura 2.21 um bocal liso possui diferença da ordem de 13 dB entre as posições angulares de mínimo e máximo, já para os bocais SMC006 e SMC007 está diferença está em torno de 7 dB. A característica de direcionalidade é alterada pelo uso dos bocais com *chevrons*; pode-se notar que o pico de ruído global que acontecia na região angular de 160° para bocal liso, agora

encontra-se em torno de 130° . Dessa forma, um novo padrão para este bocal é esperado e encontra-se apresentado na Figura 2.22.

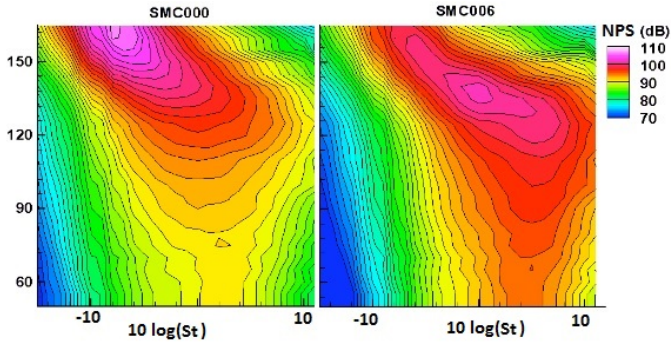


Figura 2.22 – Distribuição da pressão sonora a $r = 40D_e$, característica de um bocal SMC000 e SMC006 para $M_a = 0.90$ e razão de temperatura unitária, por faixa de frequência (em St) e posição angular. Retirado de Bridges & Brown [39].

3 BANCADA EXPERIMENTAL E METODOLOGIA

Este capítulo tem por intuito apresentar a bancada experimental destinada ao estudo do ruído de jato. Serão apresentados seus componentes de operação, maquinários, sistema de controle e de medidas acústicas. Por fim, uma metodologia geral de como medidas acústicas, dedicadas a análise do ruído de jato em campo distante, é apresentada. Vale notar que alguns dos experimentos realizados para este documento por vezes não seguem todos os passos da metodologia apresentada. Isto ocorre, por estes experimentos se dedicarem em determinar justamente as configurações que definiriam os padrões a serem adotados na metodologia geral de teste.

3.1 Bancada experimental

A bancada de jato do LVA pode ser dividida basicamente em três partes: a primeira destinada ao fornecimento de ar para ensaios. A segunda voltada ao controle do fluido e aquisição de dados. A terceira parte trata-se da estrutura física necessária para realização de medição (ambiente anecoico).

A Figura 3.1 mostra um esquemático dos componentes da linha de ar comprimidos em verde (numerados de 1 a 8), caminho que o fluido percorre em cinza, componentes do sistema de aquisição e do sistema supervisor em vermelho (nomeados de 'a' a 'g') e a câmara de ensaios em laranja. O esquemático não possui dimensões representativas.

3.1.1 Componentes e funcionamento da linha de ar

Os componentes no caminho da linha de ar são essenciais para que o ar seja encaminhado à câmara anecoica de forma segura e evitar que o fornecimento tenha particulados ou umidade elevada. Além disso, existem componentes responsáveis por atenuar ruído de linha e garantir que os ensaios possam se estender por períodos de tempo maior. De acordo com a Figura 3.1, são eles: (1) compressor, (2) filtros, (3) secador, (4) válvulas de bloqueio, (5) vaso de pressão, (6) válvula reguladora, (7) plenum e (8) bocal de despejo.

O compressor é o equipamento responsável por comprimir o ar presente na sala de máquinas e enviá-lo a linha de ar com destino ao

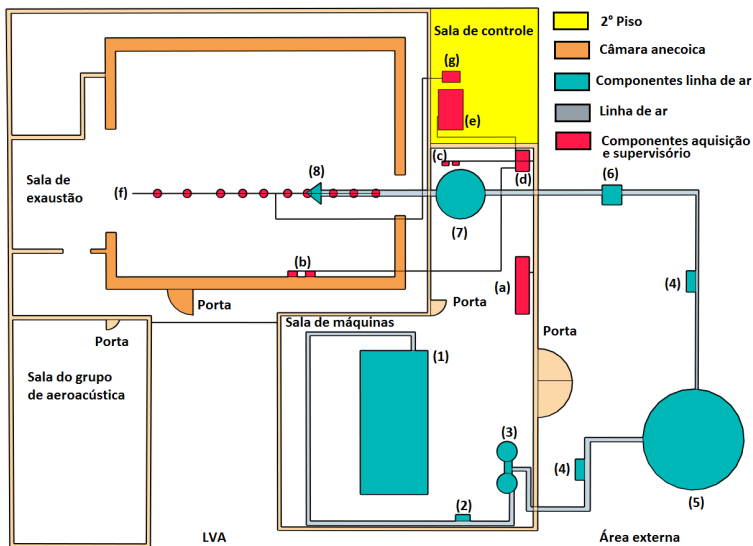


Figura 3.1 – Esquemático (fora de escala) da estrutura, linha de ar comprimido e seus componentes e equipamentos de aquisição.

vaso de pressão. O equipamento de escala industrial é o modelo S-Energy 7500 fornecido pela empresa Sullair, que possui uma potência de 75 kW (100 hp) e pesa em torno de 1.5 toneladas. Este é capaz de comprimir, em configurações máximas, $10.45 \text{ m}^3/\text{min}$ de ar a 12 bar de pressão. Acusticamente o compressor possui potência sonora de 73 dBA, de acordo com informações do fabricante. Em operação, o mesmo acaba por elevar a temperatura da sala de máquinas e a sua própria. O ar quente é expelido por um sistema de exaustão com destino à área externa, por vezes a temperatura ultrapassa o limite operação. Quando isto acontece o compressor é desligado de maneira automática, pelo seu próprio sistema de segurança, e só volta a operar quando a temperatura interna diminui novamente a valores seguros.

O compressor é capaz de identificar a pressão da linha, que é idêntica à pressão do vaso de estoque de ar quando a válvula reguladora encontra-se fechada, e atualmente opera de forma automática quando ligado. A operação automática do compressor se baseia em um controle para manter estável a pressão no interior do vaso de pressão. Para os experimentos deste documento configura-se uma pressão de 11.5 bar a ser atingida pelo compressor. Quando este limite é atingido o mesmo opera em falso, jogando o ar comprimido à exaustão, durante

um período de tempo (configurado em 5 min) e após entra em repouso (situação que é desligado parcialmente). Assim que a pressão da linha cai de um delta, atualmente configurado em 0.5 bar, o compressor volta a operar a fim de manter a pressão configurada.

Nestas configurações é possível que se encha o vaso de pressão em torno de 30 minutos, sendo que pelo menos uma parada devido a temperaturas superiores à de segurança é feita pelo compressor. Ao iniciar o processo de enchimento do vaso de pressão pelo compressor um ruído bastante intenso, nas imediações do vaso de pressão, é percebido e a medida que a pressão no interior do vaso de pressão cresce o ruído tende a diminuir. Com o vaso de pressão a 11.5 bar os ensaios acontecem e o compressor volta a funcionar para estabilização da pressão no valor de referência, mas dependendo da velocidade de exaustão de ar o compressor não consegue bombear ar suficiente para o interior do vaso. Neste caso é necessário esperar que o vaso de pressão venha a encher novamente para garantir uma janela de medição com velocidade estável.

O ar comprimido que sai do compressor passa então por filtros, de carvão ativado e borossilicato, que tem por função retirar particulados e moléculas que podem vir a entupir caminhos ou causar corrosão. Depois de filtrado o ar passa por um secador de duas torres, DHL-400 Sullair, cujo objetivo é desumidificar o ar. A retirada da umidade do ar se faz necessária para evitar corrosões da linha e permitir que a estocagem do ar (no vaso de pressão) seja mais efetiva e confiável. Para garantir ar seco no interior do vaso de pressão é necessário que se ligue o sistema secador antes do acionamento do compressor. No encerramento dos ensaios o inverso deve ser feito (desligar o compressor e posteriormente o secador), a fim de que ar úmido não seja estocado no interior do vaso e venha a causar corrões internos no vaso de pressão.

Saindo do secador, o ar seco e comprimido passa pela primeira válvula de bloqueio (BP TI 304 fabricada pela MGA) já externa à sala de máquinas. Esta válvula de acionamento pneumático tem por intuito não deixar que o ar estocado, no interior do vaso de pressão, retorne ao sistema do qual se originou. Embora a válvula possua acionamento manual, não é comum que se utilize este mecanismo, uma vez que o fechamento de tal válvula no sentido do fluxo implicaria, caso o compressor esteja em funcionamento, em um grande aumento de pressão nas imediações da válvula que levaria à danificações na região.

O ar após passar pela primeira válvula de bloqueio chega ao vaso de pressão, um grande cilindro de 15 m³ de volume, cuja função é estocar o ar a altas pressões. Este está dimensionado a aceitar pressões

da ordem de 12.5 bar (1 bar acima da pressão utilizada neste trabalho), entretanto a pressão informada para trabalho está abaixo da verdadeira pressão máxima permitida, devido a altos coeficientes de segurança. Na sequência, uma nova válvula de bloqueio evita que o ar contido no interior do vaso seja expelido quando o jato não é requerido. Desta forma, quando todo o acionamento elétrico está desligado o ar fica confinado dentro do vaso e encontra bloqueio em ambos os lados para a saída. Em caso do sistema ser acionado eletricamente, a válvula deixa que o fluxo corra até encontrar uma terceira válvula chamada de válvula reguladora.

A válvula reguladora, do tipo globo da fabricante Fischer, tem por intuito controlar o fluxo de ar através de passos mecânicos que obstruem ou liberam o caminho para passagem. Está válvula é controlada por acionamento elétrico, em um sistema que combina variáveis de diferentes pontos, para que o fluxo de ar se mantenha estável. Após a passagem de ar pela válvula reguladora o ar é descarregado da tubulação em um segundo cilindro de diâmetro algumas vezes maior que a tubulação, chamado de plenum. O interior deste possui diversas chicanes e encontra-se revestido de material acústico. O plenum tem por função atenuar os ruídos oriundos de todos os processos descritos acima, ou seja, da linha de ar comprimido do compressor ao plenum. Por ter diâmetro algumas vezes maior que a tubulação anterior o ar é expandido de forma muito rápida dentro desse cilindro e sua velocidade cai bruscamente. Neste dispositivo é admitido a condição de estagnação do fluido: energia cinética nula com correspondente aumento da temperatura do fluido.

Saindo do plenum o ar encontra novamente uma tubulação estreita de 6 polegadas de diâmetro e flui em direção a região de menor pressão (atmosfera). Antes de ser expelido, o ar passa por um bocal convergente da série SMC projetado por Bridges [39]. Os bocais a serem utilizados neste trabalho são os SMC000 e SMC006, onde o primeiro trata-se de um bocal liso circular de diâmetro efetivo de 50.8 mm e o segundo um bocal com *chevrons* (seis serrilhas com penetração de 3.525 mm) e diâmetro efetivo de 47.7 mm; a Figura 3.2 mostra em detalhes as geometrias destes bocais. Ao passar pelo bocal o jato de ar é despejado na atmosfera quiescente no interior de uma câmara anecoica encerrando o caminho dos componentes de linha de ar.

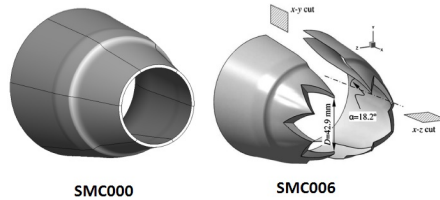


Figura 3.2 – Geometrias dos bocais SMC000 e SMC006 [39].
Retirado de Mohan et al. [43].

3.1.2 Componentes e funcionamento do sistemas de aquisição e supervisão

Os itens nomeadas na Figura 3.1 de 'a' a 'g' compõem o sistema supervisão e de aquisição. O sistema supervisão é responsável pelo controle da linha de ar, o que é realizado através de um sistema em *Lab View*, que integra diversas variáveis que se encontram sob supervisão e são relevantes ao controle. Este sistema foi desenvolvido pela Empresa Junior de Automação (AutoJun) da UFSC, conforme solicitação dos integrantes de projeto da UFSC. Os componentes do sistema de aquisição são aqueles relacionados com a coleta de dados acústico e estão presentes em um segundo sistema também em *Lab View*, este comercialmente desenvolvido pela *National Instruments*.

O componentes do sistema supervisão são: (a) casa de força, (b) sensores de temperatura e pressão no interior da câmara anecoica, (c) sensores de temperatura e pressão no plenum, (d) chassi integrador e (e) computador de controle. Os componentes da linha de ar que são controlados via este sistema são (4) válvulas de bloqueio e (6) válvula reguladora. A chamada casa de força concentra os disjuntores de toda a sala de máquinas, sendo entendida como a alimentação de energia dos sistemas elétricos e em caso de paralisação total do sistema supervisão a energia pode ser interrompida através da mesma para evitar que as válvulas continuem abertas, cessando assim o escoamento, desligando compressor e secador.

A temperatura (T_{∞}) e a pressão atmosféricas (P_{∞}) medidas no interior da câmara são supervisionadas pelos sensores CP-116 e TH-110 respectivamente, ambas fabricados pela Kimo. Estas variáveis são utilizadas para o controle do escoamento juntamente com a pressão (P_p) e temperatura (T_p) medidas no *plenum*, através dos sensores TP

8311 e TP 8400 da Burket.

A relação para controle do escoamento tem como base a relação isentrópica para pressão entre dois pontos, relacionando a pressão mensurada no *plenum* (onde é admitida a condição de estagnação) com a de pressão que é atingida pelo jato de ar logo na saída do bocal (atmosfera) através de

$$\frac{P_\infty}{P_P} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_j^2\right)^{\frac{-\gamma}{\gamma - 1}}. \quad (3.1)$$

Lembrando que o sensor de pressão no *plenum* (P_p) mede uma pressão manométrica, estimamos que

$$P_P = P_p + P_\infty. \quad (3.2)$$

Com a Equação 3.1 podemos calcular então o número de Mach do jato (M_j). Este número leva em consideração a temperatura do jato T_j que não é medida e sim estimada pela relação isentrópica entre temperaturas. Com base na temperatura de estagnação e o Mach do jato estimado através da Equação 3.1 a temperatura do jato de ar pode ser calculada pela seguinte relação

$$\frac{T_j}{T_p} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_j^2\right)^{-1}. \quad (3.3)$$

De posse de T_j e M_j é possível calcular a velocidade do jato U_j através da definição do número de Mach

$$M_j = \frac{U_j}{\sqrt{\gamma R T_j}}, \quad (3.4)$$

onde γ é a razão de calores específicos a pressão e a volume constante, e R a constante universal dos gases. Finalmente, o Mach acústico pode ser escrito apenas em função das variáveis que são medidas, por

$$M_a = M_j \sqrt{\frac{T_j}{T_\infty}}, \quad (3.5)$$

ou seja,

$$M_a = \sqrt{\left[\left(\frac{P_p + P_\infty}{P_\infty} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} - 1 \right] \left(\frac{2}{\gamma - 1} \right) \frac{\frac{T_p}{\left(\frac{P_p + P_\infty}{P_\infty} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}}}}{T_\infty}}. \quad (3.6)$$

A Equação 3.6, que também será utilizada para a propagação de incerteza combinada, é a equação que tenta controlar a velocidade do escoamento com base na supervisão dos parâmetros de pressão e temperatura tanto da sala quanto do *plenum*.

Os dados de pressão e temperatura são encaminhadas ao chassi integrador (NI cDAQ-9184) que é composto por dois módulos de aquisição de dados (NI-9203 de 8 canais, NI-9375 de 16 canais) e três de saída (NI-9265, NI-9482 de 4 canais cada e NI-9375 de 16 canais). O chassi recebe os sinais e repassa ao seu módulo de entrada correspondente e por fim encaminha o sinal para o computador via cabo *ethernet*.

O computador através do software do supervisorio realiza o cálculo com base na Equação 3.6 e envia procedimento de passo, com base em número percentual, para abertura ou fechamento da válvula reguladora. Este processo tem como intuito manter a velocidade do fluido constante. Para isto o processo é interativo, ou seja, há supervisão (em taxa constante) dos dados de pressão e temperatura e na sequência uma nova determinação da abertura da válvula é encaminhada. Atualmente, o sistema opera em uma frequência de amostragem de 10 Hz, o que significa que um novo comando elétrico é enviado a válvula em torno de em 0.1 s. A Figura 3.3 apresenta a interface do sistema supervisorio desenvolvido em *LabView* pela empresa *AutoJun*.

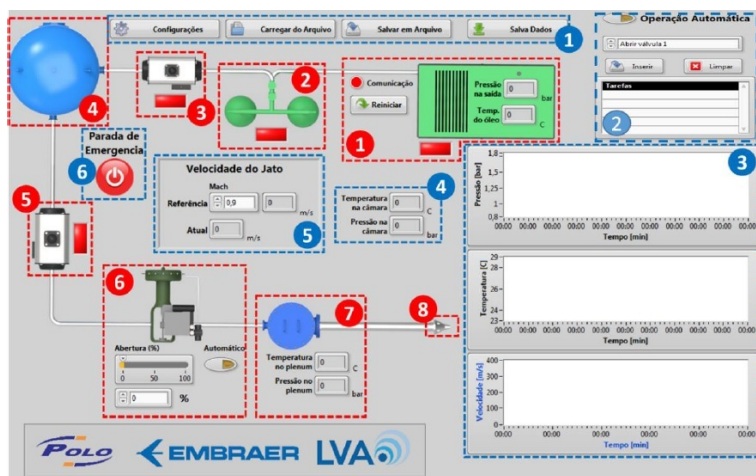


Figura 3.3 – Interface do sistema supervisorio.

O sistema de aquisição (também mostrando na 3.1) é constituído de (e) computador, (f) transdutores de pressão e (g) um dispositivo

aquisição de dados (DAQ). O computador (NI RMC-8354) é responsável por iniciar a aquisição dos dados por meio do *software Signal Express*. Basicamente, esta plataforma funciona de forma modular, onde os processos podem ser desassociados entre si e as entradas não necessariamente são oriundas de um mesmo sinal. Por exemplo, as configurações utilizados em bandas de oitavas não precisam ser necessariamente as mesmas do cálculo de espectro em banda estreita e os sinais de entrada para a primeira operação podem ser distintos dos sinais para a segunda. Atualmente nesta plataforma estão alocados quatro entradas diferentes: captação do sinal, filtragem de segunda ordem do sinal, cálculo da bandas em um terço de oitava e banda estreita. A Figura 3.4 mostra a interface do *software Signal Express* que é o núcleo de comando do sistema de aquisição.

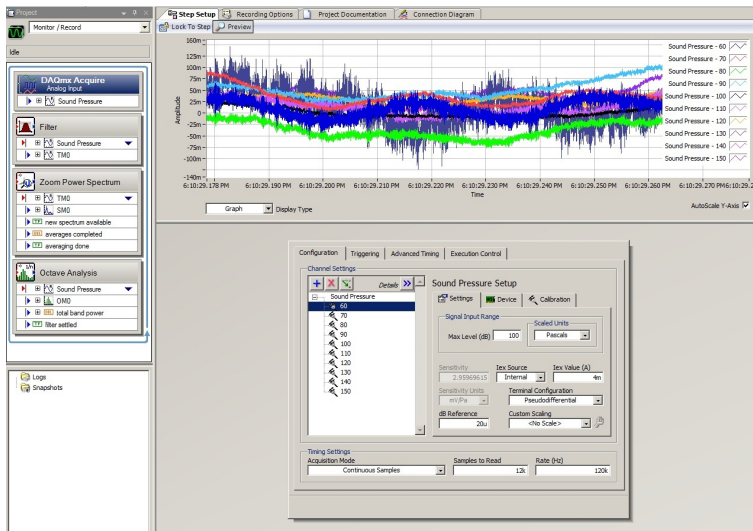


Figura 3.4 – Interface do sistema supervisorio.

Atualmente a bancada de jato conta com dez microfones para campo livre de $\frac{1}{4}$ de polegada modelo 46BE-S1, que já contam com pré-amplificadores 26 CB-S4 em sua estrutura, fabricados pela G.R.A.S. Sound And Vibration. Estes microfones possuem ampla faixa espectral (4 Hz a 100 kHz) conseguindo mensurar níveis de 30 dB(A) a 160 dB com uso de seu pré-amplificador. Os sinais são encaminhados via cabos de conexão *microdot* de 5 m de extensão até o chassi de integração do sistema de aquisição.

O chassi de integração (PXIe 1082) trata-se de um dispositivo que integra diversos módulos de entrada e/ou geração de sinal, este gerencia o uso de cada módulo e faz comunicação com o computador. Uma das entradas do PXIe é a placa de aquisição de sinais PXIe-4499, que é por onde os sinais dos microfones são recebidos. Esta placa possui 16 entradas físicas, sendo que a máxima taxa de aquisição possível é de 204.8 mil amostras por segundo. Destas 16 entradas, dez (I1 a I10) são utilizadas para a captação de pressão sonora. Os sinais são por fim transferidos ao computador, via fibra óptica, e neste são processados e os dados relevantes gravados.

3.1.3 Câmara anecoica

A câmara anecoica é a última das três partes da bancada experimental de jato e é nesta onde o jato de ar é despejado e as medições de pressão sonora são realizadas. A câmara propriamente dita é construída no interior de uma sala maior e possui mecanismos (pilastras e sistemas de amortecimento) para que a mesma possa ser considerada desacoplada da sala externa, fazendo com que vibrações da sala externa não sejam propagadas a interna. Esta câmara não foi construída de forma específica para o projeto, na realidade a mesma já havia sido construída e foi cedida ao projeto de estudo do ruído de jato.

A câmara anecoica possui dimensões de 5.40 m de comprimento, 3.35 m de largura e 4.45 m de altura, resultando em um volume de 80.5 m³. A câmara tem todas as suas superfícies cobertas por cunhas acústicas sonex, de dimensões 0.3 m de comprimento, 0.1 m de largura e 0.2 m de altura, o que causa uma diminuição do volume da câmara para 59.75 m³. As cunhas estão organizadas de forma modular em blocos de seis, nestes grupos as três primeiras cunhas encontram-se paralelas entre si e as três últimas perpendiculares as primeiras. Sempre que possível este arranjo é mantido buscando a mudança de direção a cada três cunhas paralelas. As cunhas do piso são coladas em tablados de madeira em grupos de seis e são retiradas quando se deseja ter acesso ao interior da câmara.

A câmara conta com oito lâmpadas LED brancas, e duas *web-cams* que são utilizadas para monitoramento dos testes em tempo real. No interior desta câmara também estão alocados os sensores de pressão atmosférica, temperatura e umidade relativa. Estes dados são utilizados tanto para controle do escoamento, quanto para caracterizar corretamente a condição de teste e calcular as correções atmosféricas

associadas.

A câmara conta com duas aberturas quadradas, ambas normais à tubulação da linha de ar (ver Figura 3.1). A primeira encontra-se mais próxima ao plenum, onde uma parede de gesso acartonado (também tratada com cunhas sonex) separa a abertura da sala de máquinas e tem por objetivo permitir o entranhamento de ar devido ao jato. Testes experimentais tampando esta entrada já foram realizados com o intuito de notar diferenças espectrais e os resultados indicaram que as situações são semelhantes do ponto de vista acústico. A segunda abertura é necessária para que o ar seja expulso do interior da sala e sejam evitadas recirculações de ar. Esta abertura faz conexão com a chamada sala de exaustão que futuramente encaminhará o ar a um atenuador de ruído antes de ser lançado para fora dos limites do laboratório.

A câmara conta também com um arco para microfones formado por um tubo de alumínio de 2 polegadas de diâmetro calandrado para possuir raio de curvatura de 2.60 m com abertura angular de aproximadamente 100° . Este arco é suspenso por seis cabos de aço de forma a possuir foco no bocal de exaustão do jato, em plano paralelo coincidente com a tubulação, abrangendo as a faixa angular de 60° a 150° . Neste tubo são colocados suportes, feitos em *nylon*, que suportam barras roscadas de aço de 1 m. Os suportes fixam as posições angulares e as barras roscadas permitem que se mude a distância radial ao centro do bocal. Os microfones são colocados nas pontas destas barras roscadas através de um sistema de presilhas e seus cabos correm por cima dessa estrutura tubular saindo por um furo feito na sala que é tampado por cunhas.

3.2 Procedimento

Toda a bancada experimental e seus componentes, bem como sua operação básica foi descrita na seção anterior. Ciente do funcionamento da bancada o procedimento experimental utilizado em medidas de pressão sonora na bancada de jato do LVA é apresentado. Novamente, a metodologia aqui descrita foi resultado de um processo investigativo que delimitou parâmetros para que as medidas fossem realizadas de forma confiável e têm seus experimentos descritos na seção de resultados.

As medições na bancada começam com o acionamento do secador de ar na sala de máquina, posteriormente o compressor é ligado e configurado para a pressão máxima de 11.5 bar e variação de pressão de 0.5 bar. O vaso de pressão deve atingir a pressão exigida em torno de

30 minutos, se o mesmo encontrava-se vazio. No sistema supervisorio é verificada a ligação dos componentes conectados ao chassi de aquisição pelo *NIMax*, que é um sistema auxiliar que detecta todas as placas da *National Instruments* ligadas ao computador. Encerrando assim as pendências com a linha de ar.

Para a parte acústica, retiram-se as espumas do piso e aloca-se na tubulação o bocal escolhido para ensaio. Na sequência checa-se a angulação dos transdutores de pressão, a um distância fixa de 2.10 m do bocal do jato. Após a checagem inicia-se a calibração dos transdutores com o auxílio de um calibrador *pistonfone* que emite 114 dB em frequência de 1000 Hz, modelo 42 AB G.R.A.S Sound and Vibration. Após a calibração, que só pode ser feita através do sistema de aquisição acústica com mais um ajudante, as espumas retiradas são realocadas em seus locais de origem e fecha-se a sala para realização da medida de ruído de fundo em bandas de um terço de oitava. Compara-se a medida de ruído de fundo com demais medidas anteriores, para detecção de problemas experimentais.

Com a matriz de teste em mãos (listas das velocidades a serem ensaiadas) ajusta-se o fundo de escala do sensor de pressão do *plenum* para o caso a ser ensaiado. Este parâmetro varia de acordo com o Mach acústico a ser ensaiado e sua alteração possibilita um melhor controle do escoamento. Antes de disparar o jato de ar no sistema supervisorio checa-se as configurações definidas do sistema de aquisição acústica: medição durante 20 s, com entrada dos dez canais, a uma frequência de amostragem de 120 kHz e *buffer* de 12 kHz, filtragem do sinal de 400 Hz a 50 kHz, médias lineares no tempo e janelamento do tipo Hanning, para bandas de $\frac{1}{3}$ de oitava espectro entre as bandas de 500 Hz a 40 kHz e para banda estreita de 400 Hz a 50 kHz a 1000 linhas com 50% de *overlapping*. Estas configurações irão permitir 200 médias em bandas de $\frac{1}{3}$ de oitava e 1000 médias em bandas estreita com espaçamento de 25 Hz, que são suficientes para garantir uma convergência das médias espectrais..

A medição é iniciada ao disparar-se o jato através do sistema supervisorio, onde foi configurando o número de Mach acústico desejado. As curvas de velocidade do jato demoram cerca de 10 s para se estabilizarem, desta forma faz parte das boas práticas estabelecidas que se espere cerca de pelo menos 15 s para iniciar o sistema acústico. Após o tempo de espera dispara-se a medição acústica que se encerra de forma automática 20 s depois. Finalmente encerra-se de forma manual o sistema supervisorio. Dados de pressão e temperatura tanto na câmara quanto no pleno são gravados e a umidade relativa antes e depois do

teste anotadas. É prática recorrente que se espere o vaso voltar a encher a 11.5 bar, para realizar medidas nas exatas condições anteriores, e repete-se o procedimento de disparo e salvamento de dados cinco vezes (uma análise da repetibilidade dos dados é feita no Capítulo 5).

Os dados acústicos são salvos em formato de texto (.txt) com nomenclatura que facilite identificação, a exemplo OM0301 indica dados em Oitavas para condição de Mach 0.30 medida 1. Há uma montagem de tabela que relaciona a medição com a umidade relativa e razões de temperatura e pressão. Por fim, os dados são processados por meio de algoritmos *MatLab* que permitem quando necessários a retirada da absorção atmosférica, que é feito segundo procedimento estabelecido pela ARP 866. Se necessário os dados são ajustados a novas distâncias para comparação. O procedimento do algoritmo pode ser dado como

$$NPS_{\alpha}(R, \theta, f) = NPS(r, \theta, f) + \alpha(r, T_{\infty}, HR, f) + 20 \log_{10} \left(\frac{r}{R} \right), \quad (3.7)$$

em que r é a distância radial onde ocorreram as medições, R a nova distância radial que se deseja propagar o ruído e α a correção atmosférica a ser aplicada com base nas condições atmosféricas e de distância medidas (para comparação de dados sem perdas).

4 RESULTADOS

4.1 Faixa de medição

Para realizar medições de ruído deve-se ter em mente algumas boas práticas e a capacidade de analisar fatores que influenciem na coleta de dados. As boas práticas (calibração de microfones, checagem de cabos para verificação de mau contato e configurações adequadas de medição, dentre muitas outras) não são suficientes para garantir que os dados coletados sejam isentos de distorções e contaminações. Por vezes, mesmo que se disponha de instrumentação adequada, a análise de fatores relevantes antes das medições se faz necessária.

Como fatores que podem influenciar a coleta de dados, destaca-se o sistema de aquisição, o posicionamento dos microfones e o ruído de fundo. É comum que sistemas de aquisição, para captação de pequenos comprimentos de onda (altas frequências), possuam limitações técnicas com respeito à faixa de frequência superior em que os dados possam ser adquiridos sem distorções [1]. Mesmo com um sistema de aquisição, em faixa de operação sem distorções, o posicionamento dos microfones pode não ser adequado para medição de campo distante levando a captação de flutuações hidrodinâmicas, estas quando não são o foco do estudo, podem levar a análises errôneas do ruído. Fontes sonoras secundárias, embora em menores níveis sonoros, também podem contribuir para a alteração do espectro de interesse.

Para medições acústicas é sempre interessante analisar estes e outros fatores que se adequem ao caso de estudo. Em especial, para a análise do ruído de jato, a preocupação com esses elementos é de fundamental importância e vem sendo bastante discutida [1, 12, 35]. Estes fatores tornaram-se relevantes, para o estudo do ruído de jato, devido à demanda de analisar altas frequências¹, a hidrodinâmica natural do jato e o ruído de todo o maquinário. Tais parâmetros tornam-se ainda mais relevantes quando nota-se que não existe uma padronização das bancadas para o estudo de ruído de jato, o que faz com que cada uma destas conte com um maquinário diferente e características próprias de operação, que podem vir a criar diferenças nos espectros sonoros medidos.

Quando a ideia é comparar o ruído que foi medido em diferen-

¹Modelos de escala reduzida, em geral, utilizam bocais de baixo diâmetro que deslocam a faixa de interesse da análise a altas frequências, por vezes, superior à audível.

tes bancadas, é importante que se isente as curvas apresentadas de quaisquer características advindas da instrumentação ou condição de teste. Para isso, é necessário o conhecimento do sistema de aquisição de dados, localização da medição em função do diâmetro efetivo do bocal utilizado, análise do ruído de bancada e correções devido à atmosfera em que os dados foram coletados. Alguns autores propõem também para comparações mais específicas a normalização do ruído pela área do bocal, padronização da frequência em número de Strouhal e discutem diferenças devido ao arranjo geométrico dos microfones na captação sonora [12].

A análise dos fatores que podem influenciar a coleta de dados acaba, por vezes, limitando a faixa de frequência em que se pode afirmar que as medições não apresentam distorções. Esta seção se dedica a análise destes elementos para obter a faixa de operação em frequência da bancada de jato do LVA, definição do posicionamento dos microfones e verificação dos níveis de ruído dos maquinários nas medições.

4.1.1 O dispositivo de aquisição de dados

O dispositivo de aquisição (DAQ) é um importante componente no sistema de aquisição de dados, já que todos os sinais medidos são recebidos e encaminhados para o computador pelo mesmo. O conhecimento da resposta em frequência do dispositivo dita uma faixa espectral em que se pode realizar medidas sem distorções, justificando assim seu estudo. Esta subseção tem por finalidade analisar o DAQ, buscando a faixa de frequência confiável de medição como resultado.

Um DAQ ideal seria aquele em que todas as frequências fossem processadas sem distorções. Neste caso, se o dispositivo recebesse um ruído do tipo banda larga² em que todas as frequências fossem de igual amplitude, esperaria-se que a leitura do dispositivo fosse de mesma amplitude independentemente da frequência. A esta característica de leitura, independente da frequência, dá-se o nome de resposta plana. Caso o dispositivo não possuísse resposta plana sua compreensão seria que o ruído inserido teria amplitudes diferentes por frequência. Em geral, os dispositivos de aquisição para captação de altas frequências, possuem faixas de operação em que podem ser considerados planos e outras com distorções consideráveis.

Fica claro que para analisar o DAQ deve-se conhecer sua res-

²Ruído composto por diversas frequências.

posta em frequência. Para isto, pode-se utilizar um ruído branco³ para caracterizar o dispositivo. Uma metodologia semelhante foi utilizada por Bridges et al. (2006) [1] e serviu como base para a modelagem deste teste. O ruído branco deve ter a mesma faixa espectral que é utilizada para captação de dados, uma vez que o intuito é testar como o sistema responde em toda faixa de aquisição.

Para produzir o ruído branco utiliza-se uma placa geradora de sinais da *National Instruments* (NI), NI PXI-6723, que possui taxa de geração de até 800 KS/s com 13 bits, se utilizada em um único canal. A placa faz conexão com um sistema PXIe, que é um chassi integrador em formato modular controlado via computador (NI RMC), através de um cabo de fibra óptica. O controle da placa, por intermédio do PXIe, é feito via *software* (*Signal Express*) e é através deste que realiza-se a configuração da geração do sinal. A PXI-6723 é ligada a um bloco conector (NI SCB-68A) que tem por única função transferir o sinal gerado (sem qualquer alteração) a uma placa de aquisição de sinais. A placa de aquisição de sinais (PXI-4499), em que a terminação final do bloco conector é ligada, trata-se da mesma utilizada nas medições de ruído.

De acordo com o esquema montado a placa geradora provê um sinal que é captado em um dos canais da placa de aquisição de dados. Este percorre o mesmo caminho que um sinal coletado em uma medição de ruído comum: placa de aquisição (PXI-4499) para chassi de integração (PXIe) que irá se comunicar com o computador (NI RMC) através de fibra óptica e, por fim, processado pelo mesmo *software*. Um esquemático mostrando os equipamentos utilizados e suas ligações é apresentado na Figura 4.1.

Com todos os componentes conectados para o teste verifica-se a capacidade de geração da placa NI PXI-6723, já que a geração dos sinais até as frequências de interesse é de fundamental importância para realizar o teste do DAQ. Para isto geram-se sinais de tensão senoidais em frequências definidas, que são coletados pela placa de aquisição PXI-4499 com uma frequência de amostragem de 204 kHz. Pelo teorema de Nyquist os dados poderiam ser analisados até uma frequência de 102 kHz [3], entretanto na prática implementações de filtros anti-aliasing fazem com a frequência superior de análise seja diminuída.

³Ruído aleatório de banda larga em que todas as componentes em frequência possuem mesma amplitude. A denominação vem de uma analogia com a luz branca, que possui inúmeras frequências associadas a sua composição. [2]

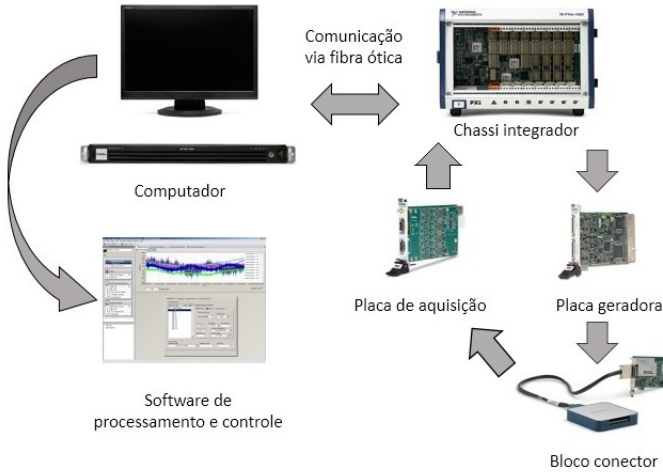


Figura 4.1 – Esquemático de ligação entre componentes para o teste do dispositivo de aquisição.

O intuito principal deste teste é demonstrar a capacidade de produção de ruído da placa em uma grande faixa espectral. Testou-se a geração, através dos sinais senoidais de frequências 300 Hz, 1 kHz, 10 kHz, 30 kHz, 50 kHz e 70 kHz de amplitude de 1 V. Estes sinais foram divididos pela referência de $10\mu\text{V}$ e apresentados em escala decibel. O resultado do teste pode ser conferido nas Figuras 4.2 e 4.3, onde a primeira apresenta o teste para as frequências de 300 Hz, 1 kHz e 10 kHz e a segunda o restante dos ensaios.

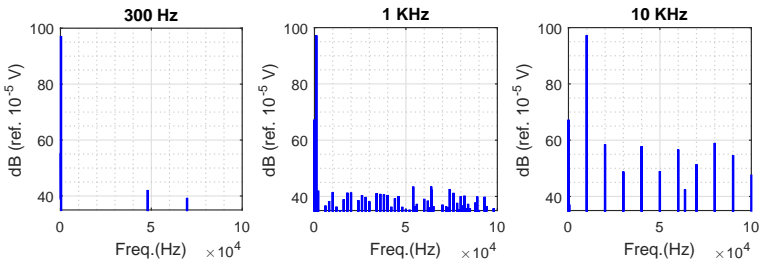


Figura 4.2 – Teste da capacidade de geração da placa PXI-6723 (Frequências: 300 Hz, 1 kHz e 10 kHz).

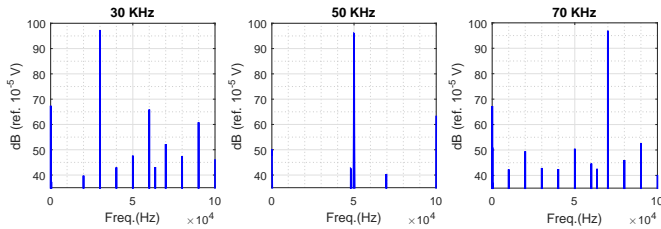


Figura 4.3 – Teste da capacidade de geração da placa NI PXI-6723 (Frequências: 30 kHz, 50 kHz e 70 kHz).

Frequências inferiores a 300 Hz não serão consideradas, por dois motivos: a implementação de um filtro passa alta de 125 Hz, que previne que oscilações da rede contaminem a medição e a pelas análises estarem dedicadas às altas frequências. Há uma boa distinção entre a amplitude dos sinais, solicitados à placa, e as distorções; as diferença são de pelo menos 25 dB. O teste mostra que a placa é capaz de produzir sinais de 300 Hz até a frequência de 70 kHz.

Para continuação da análise do sistema de aquisição cria-se um sinal do tipo ruído branco e coleta-se este através da placa de aquisição NI PXI-4499 a uma taxa de amostragem de 120 kHz. Esta frequência de aquisição de dados é escolhida por ser a maior taxa capaz de realizar a coleta de dados dos dez transdutores simultaneamente sem sobrescrever os dados. Em frequências superiores os dados são, por vezes, sobrescritos por limitações do *buffer* do software *Signal Express*. Esta frequência de amostragem é a mesma utilizada para a aquisição de dados acústicos. Sendo assim, testa-se o DAQ nas mesmas condições de uma medição típica.

Os dados do teste também foram coletados em configurações típicas do *software* de medição de ruído. Utilizou-se janelas do tipo Hanning com duração de 0.01, uma vez que 12.000 dados foram coletados (*buffer size*) a uma taxa de 120 kHz. Uma função do *Signal Express* chamada *Zoom Espectro* permite manipular o sinal incluindo *overlapping* e realizar subamostragem. Tal função foi utilizada para aumentar o espaçamento na frequência e, consequentemente, o número de médias feitas durante o período de medição. Decidiu-se por um espaçamento na frequência de 25 Hz e 50% de *overlapping*, o que garante um maior número de médias sem que os dados do sistema sejam sobrescritos. Os espectros em banda estreita são oriundo de médias lineares que foram realizadas no decorrer da medição.

O ruído branco foi gerado de modo contínuo a uma taxa de 400 kS/s de amplitude 1V e poderia ter duração de até 100s. Em primeira análise verificou-se a diferença entre os níveis medidos por banda estreita e a sua relação com o tempo, uma vez que, quanto mais longa a duração da medida, maior o número de médias que são realizadas para construir os espectros. Três diferentes parâmetros de tempo foram tomados para a realização desta análise prévia: 1s, 10s e 20s. A fim de repetir a metodologia de medição de ruído acústico, cada uma das medidas foi realizada cinco vezes e, em seguida, uma média foi calculada. A Figura 4.4 mostra o resultado desse teste.

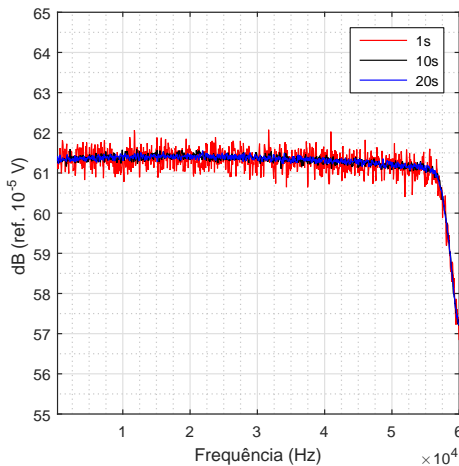


Figura 4.4 – Comparação da função resposta em frequência do DAQ para diferentes durações temporais.

As medidas mostram que em um tempo maior de medição os espectros coletados tendem a um valor médio com menores flutuações de amplitude. Essa característica já era esperada pois, dado que mais medidas são realizadas, é natural que a média tenda a ser menos influenciada por flutuações, indicando assim um menor desvio padrão. Não há diferenças espectrais significativas entre medidas com duração de 10s e 20s, ambas poderiam usadas para analisar o DAQ. Para manter coerência com a metodologia de aquisição dos dados acústicos, opta-se pela curva de 20s.

A Figura 4.4 mostra a função resposta em frequência do DAQ, para a medição com 20 s, juntamente com uma curva ajustada, de

forma a facilitar as análises a frente. A resposta apresenta uma região plana, com pequenas oscilações em torno da média nas primeiras faixas de frequência. Com o aumento da frequência o DAQ apresenta uma resposta com leve queda, mas que se acentua cada vez mais. Este decaimento na resposta com o aumento da frequência é o objeto de análise.

Para utilizar uma curva representativa, porém sem as oscilações de amplitude, faz-se uma curva ajustada através do software *MatLab R2015* utilizando a função *smoothing spline*, com parâmetro de 5.15×10^{-10} . O ajuste e a resposta em frequência do DAQ são mostrados na Figura 4.5. Com base na curva ajustada faz-se a análise da queda dos níveis com respeito à frequência.

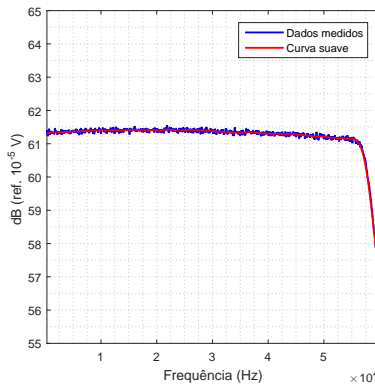


Figura 4.5 – Função de resposta em frequência do dispositivo DAQ e curva ajustada.

Ao analisar a curva, nota-se que os valores encontram-se muito próximos de 61.4 dB até a frequência de aproximadamente 56 kHz com desvios inferiores a 0.3 dB. Desvios maiores que estes não serão aceitos. A partir da frequência de 56 kHz a queda do sistema é brusca chegando rapidamente em 1 dB em 57 kHz e mais de 4 dB na frequência limite de medição de 60 kHz.

Nestas primeira faixa de frequências (300 Hz a 56 kHz) admitiu-se não haver desvios relevantes entre o sinal emitido e o sinal medido, desta forma classifica-se esta faixa de frequência como plana. A partir da faixa plana temos uma região de desvios consideráveis. Os erros sistemáticos por faixa de frequência e uma classificação do sistema de aquisição por faixa de frequência são apresentadas na Tabela 4.1.

Tabela 4.1 – Classificação do DAQ para $F_s = 120$ kHz.

Frequência (kHz)	Erro (dB)	Classificação
0.30 a 56.0	≤ 0.3	Região plana
56.0 a 60.0	> 0.3	Região de desvios

Desta forma, pode-se concluir que é possível medir um sinal até a frequência de 56 kHz com distorção de níveis admitidos de até 0.3 dB. Este erro será contabilizado quando uma análise de incertezas for realizada no Capítulo 5 deste documento. Com isto, pode-se medir o ruído até a banda de $\frac{1}{3}$ de oitava de frequência nominal de 40 kHz, uma vez que banda de 50 kHz encontra limite superior a frequência de 57 kHz onde desvios superiores a 0.3 dB são encontrados.

Para verificar que o ruído medido em bandas de $\frac{1}{3}$ de oitava, entre as bandas nominais de 400 Hz a 40 kHz, de fato apresenta pequenos desvios, gera-se novamente o ruído branco e analisa-se o espectro através de bandas. As bandas de $\frac{1}{3}$ de oitava possuem a característica de ter largura de banda variável, entretanto, a taxa de crescimento de uma banda para outra é fixa em um fator $2^{\frac{1}{3}}$. Isso acarreta, que a leitura de um ruído branco, analisado em bandas de $\frac{1}{3}$ de oitava, deve gerar um aumento do ruído de $10 \log_{10} 2^{\frac{1}{3}} \approx 1.0034$ dB/por banda de $\frac{1}{3}$ de oitava. A Figura 4.6 mostra os níveis medidos por banda $\frac{1}{3}$ de oitava, entre as frequências de análise de 400 Hz a 40 kHz e também o aumento do NPS entre duas bandas adjacentes e o resultado esperado desse aumento.

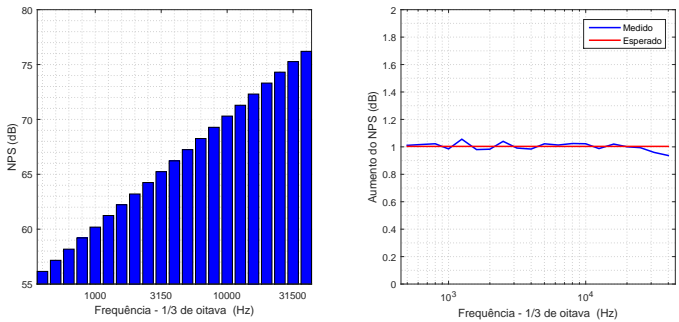


Figura 4.6 – Análise do DAQ em banda de $\frac{1}{3}$, entre as frequência nominais de 400 Hz a 40 kHz, e aumento do ruído por banda para entrada de um ruído branco.

Como já havia-se limitado esta análise até a banda nominal de 40 kHz, a mesma foi realizada dentro da região de pequenos desvios do sistema de aquisição para $F_s = 120$ kHz. Os desvios entre a curva esperada e medida são menores que 0.1 dB (mesmo levando em consideração as oscilações nas primeiras bandas de frequência), confirmando que as medições em $\frac{1}{3}$ de oitava estão isentas de distorções de níveis relevantes até a frequência 40 kHz.

É válido salientar que a função resposta em frequência do dispositivo de aquisição de dados é dependente da frequência de amostragem e do filtro *anti-aliasing* utilizado. Sendo assim existe, para cada frequência de amostragem uma curva característica de queda. A escolha de uma nova frequência de aquisição de dados implica em realizar novamente uma análise semelhante à apresentada nesta subseção. Não é possível amostrar a uma taxa superior de 120 kHz mais que dez canais simultaneamente nas condições desejadas. Com um número menor de canais essa amostragem é possível. Realiza-se um teste com apenas um canal para análise do DAQ até a frequência de Nyquist de 100 kHz para observar a diferença entre as características das curvas e exemplificar assim que divergências são encontradas quando a taxa de aquisição é alterada, a Figura 4.7 mostra essa comparação.

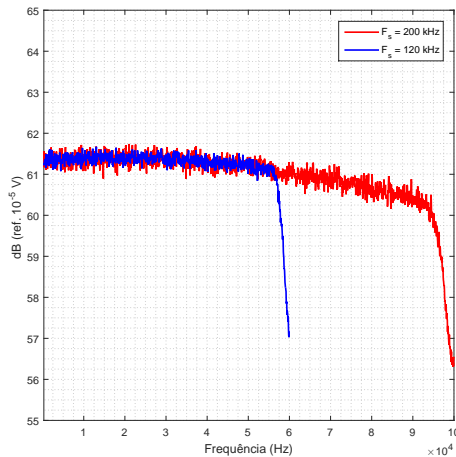


Figura 4.7 – Resposta do DAQ em banda estreita para diferentes frequências de aquisição de dados.

Para a aquisição de dados à frequência de 200 kHz uma tendência

de queda natural do sistema de aquisição é percebida até a frequência de 95 kHz e partir daí uma queda brusca acontece. As quedas bruscas em frequência do DAQ parecem estar geralmente associadas a uma faixa de largura de 5 kHz nas últimas frequências amostradas, observado para ambas as taxas de aquisição de dados. Antes destas há uma queda mais suave, logo após a região plana. Para a F_s de 200 kHz a queda mais suave possui mais de 1 dB de diferença em relação a região de *plateau* (300 Hz a 35 kHz), até atingir a queda brusca em 95 kHz.

A análise feita nesta subseção nos permitiu determinar que até a frequência de 35 kHz a resposta do sistema de aquisição pode ser considerada plana e que entre as regiões de 35 kHz a 56 kHz desvios da ordem de 0.3 dB são observados. Assumindo distorções dessa ordem podemos medir o ruído de jato em banda estreita até a frequência de 56 kHz. Isso implica em uma medição em banda de $\frac{1}{3}$ de oitava até a frequência nominal de 40 kHz, uma vez que a banda de 51 kHz possui parte de sua composição na região de desvios relevantes (acima de 56 kHz), sendo portanto desconsiderada das análises.

4.1.2 Posicionamento dos microfones

A localização dos microfones é um aspecto importante da medição. De acordo com a sua proximidade com a fonte sonora pode-se obter medições de campo acústicos diferentes. Desta forma, alguns cuidados com respeito ao posicionamento desses transdutores devem ser tomados, para que flutuações espúrias não sejam captadas e levem ao engano de considerá-las como pressão sonora.

Para o caso do jato de ar que é recém despejado em uma atmosfera quiescente há uma hidrodinâmica natural de fluidos em sua imediação, devido ao entranhamento de ar necessário para seu desenvolvimento. Dessa forma, já podemos ter em mente que os microfones não devem ser alocados em posições muito próximas ao jato de ar, uma vez que movimentações de fluido em suas proximidades são característica natural do fenômeno físico. Sendo assim, uma análise da posição em que os microfones devem ser alocados, para que apenas o campo sonoro distante seja medido, é de fundamental importância para o estudo do ruído de jato.

A princípio a análise parece ter solução simples: colocar os microfones o mais distante possível da fonte sonora. Entretanto, na prática encontramos diversos problemas associados a esse afastamento. Existe uma limitação geométrica natural do espaço físico, no caso as dimensões

da câmara anecoica em que o jato de ar é despejado. Há a necessidade de se manter os microfones a uma distância de pelo menos 50 cm das cunhas instaladas por toda a câmara. Essa é uma distância em que se garante não haver mais reflexões com quantidade de energia relevantes. O arco de microfones realiza a sustentação de todos os transdutores, que devem ser mantidos afastados do arco em torno de pelo menos 40 cm, para que o mesmo não influa no campo acústico a ser captado, já que testes experimentais indicaram a influência do arco em baixa frequência nos espectros sonoros. A Figura 4.8 mostra o esquemático, em proporções reais, da câmara anecoica com todas as suas dimensões relevantes, o posicionamento do arco e as distâncias R1 a R6 que foram testadas.

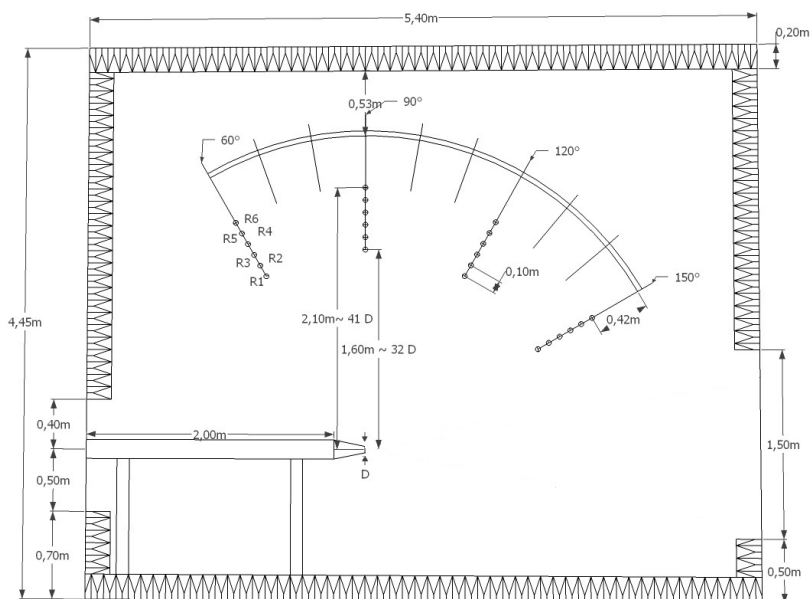


Figura 4.8 – Dimensões relevantes da câmara anecoica e posições radiais (vista lateral).

Por outro lado, o afastamento dos microfones em relação à fonte sonora pode gerar uma piora da relação sinal ruído. À medida que afastamos os transdutores da fonte o ruído tem um caminho maior a percorrer até encontrar o sensor, o que pode aumentar a possibilidade

de uma baixa relação sinal ruído. Pensando em todos esses fatores, a ideia é descobrir um posicionamento para manter os microfones o mais próximo possível da fonte sonora, porém ainda longe o suficiente para garantir que os microfones estão no campo acústico distante da fonte.

Contamos com dez microfones no interior da câmara anecoica, distribuídos entre as posições angulares de 60° a 150° , onde a posição angular de 0° se localiza atrás do bocal. Para essa análise foram escolhidos os ângulos de 60° , 90° , 120° e 150° (ver Figura 4.8). Esses ângulos são entendidos como principais, uma vez que são comumente encontrados na literatura para discussão de resultados. Além disso, tais ângulos cobrem toda faixa angular com um espaçamento de 30° entre eles. Sendo assim, acredita-se que esses quatro ângulos são suficientes para que se possa extrapolar a condição de campo distante para os ângulos intermediários. Em cada uma dessas posições angulares variou-se a distância de forma radial, em relação ao centro do bocal. Foram medidas seis diferentes posições radiais para quatro condições de Mach acústico com o bocal SMC000. As posições radiais testadas são apresentadas na Tabela 4.2.

Tabela 4.2 – Posição radial das medições para determinação de campo distante.

Posição radial	r (m)	$\frac{r}{D_e}$
R1	1.60	≈ 32
R2	1.70	≈ 34
R3	1.80	≈ 35
R4	1.90	≈ 37
R5	2.00	≈ 39
R6	2.10	≈ 41

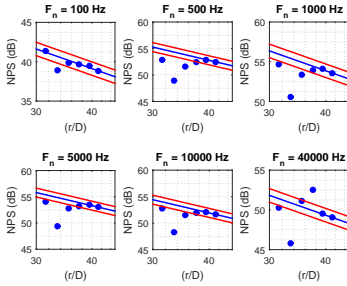
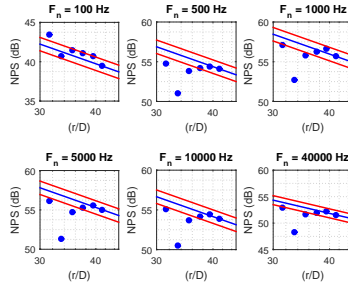
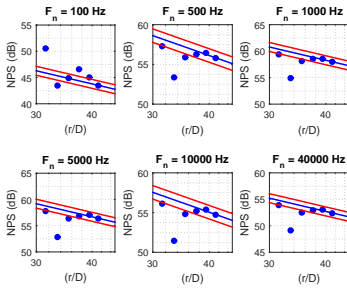
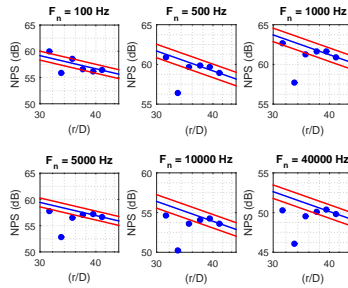
A pressão sonora medida foi analisadas em bandas de $1/3$ de oitava até a banda de 40 kHz, conforme o critério definido na subseção anterior. Dessa forma, são analisadas 27 bandas de $1/3$ de oitava, compreendidas entre as bandas de 100 Hz a 40 kHz. Bandas inferiores não são analisadas devido ao uso de um filtro passa alta para evitar que as medidas sejam contaminadas por oscilações da rede elétrica. A análise de campo distante se faz necessária por banda de frequência pois, devido aos diferentes comprimentos de onda envolvidos, o campo distante pode ser atingido primeiro para altas frequências em uma determinada posição e isso pode não ocorrer de forma simultânea em frequências mais baixas.

Foram medidas as condições de Mach 0.3, 0.5, 0.7 e 0.9, uma vez que a camada cisalhante e o entranhamento de ar são modificados a cada condição influenciando assim na determinação do campo distante. Para cada condição de Mach a medida foi repetida cinco vezes e uma média foi retirada. Ao todo, 480 medidas (4 posições angulares \times 6 posições radiais \times 4 números de Mach \times 5 vezes) foram realizadas; entretanto, as quatro posições angulares são medidas simultaneamente, sendo necessários apenas 120 disparos do jato.

Os 120 ensaios alteraram de forma significativa a umidade relativa da câmara anecoica. Por isso, coletaram-se também dados de umidade e de temperatura na câmara anecoica para realizar correções devido à atenuação atmosférica. A título de exemplo, uma queda de mais de 10% de umidade relativa do ar foi mensurada durante os testes. As distâncias radiais diferentes também são levadas em conta nas atenuações atmosféricas. Com as correções realizadas, pode-se realizar comparações entre as medidas, uma vez que encontram-se sob mesmas condições. O intuito principal é observar o decaimento da pressão sonora com a distância para um determinado número de Mach, ângulo e frequência, e com isso determinar se a medição está sendo realizada no campo distante da fonte sonora.

Para a análise dos dados admite-se que o último ponto está em campo distante e a partir desse ponto traça-se a lei do inverso do quadrado da distância. Assume-se uma faixa de ± 0.5 dB em torno da lei devido a erros associados. O valor de 0.5 dB foi escolhido com base na repetibilidade dos dados apresentadas no Capítulo 5. Verifica-se então o alinhamento dos pontos medidos em diferentes posições com a lei, tendo como limite superior e inferior a tolerância admitida. O critério para afirmar que os dados coletados estão em campo distante é o alinhamento consecutivo com decaimento previsto de 6 dB com o dobro da distância. Se nenhum dos pontos se alinha com a reta que dita o decaimento, não se pode afirmar que nem mesmo o ponto mais distante está em campo distante, desfazendo assim a hipótese inicial.

Para melhor visualização e diminuir o volume de dados apresentado e optou-se por mostrar apenas os dados para as bandas de 100 Hz, 500 Hz, 1KHz, 5 KHz, 10 KHz e 40 KHz. Os dados para Mach 0.3 são apresentados nas Figuras 4.9 e 4.10.

(a) Posição angular 60° (b) Posição angular 90° Figura 4.9 – NPS x distância - Mach 0.3 e $\theta = 60^\circ, 90^\circ$.(a) Posição angular 120° (b) Posição angular 150° Figura 4.10 – NPS x distância - Mach 0.3 e $\theta = 120^\circ, 150^\circ$.

O Mach acústico 0.3 é o caso em que há a maior camada cisa-lhante dos números de Mach testados, ou seja, os microfones a jusante poderiam estar muito próximos ao escoamento e, dessa forma, a hidrodinâmica poderia estar sendo captada juntamente com a pressão sonora. Para as primeiras posições testadas (R1 e R2) na condição de Mach 0.3, observações experimentais indicavam que o campo distante não teria sido alcançado, antes da visualização dos dados, os microfones encontravam-se muito próximos à hidrodinâmica local e o arco balançou levemente durante os testes. Desta forma, já esperava-se oscilações bruscas de pressão nas primeiras distâncias oriundas tanto da hidrodinâmica local quanto da característica de um campo sonoro próximo [2].

A partir dessas duas primeiras posições radiais (R1 e R2) o comportamento do arco passou a ser estático, indicando assim um distanciamento maior dos microfones com o escoamento. Os dados mostram que para as três primeiras distâncias (R1, R2 e R3) não há uma tendência clara de alinhamento com a lei do decaimento. Essa tendência pode ser observada nas duas últimas posições medidas (R5 e R6) nas bandas com frequência central a partir de 500 Hz em todas as quatro posições angulares. A posição R4 fica próxima à tolerância admitida de 0.5 dB para todas as posições angulares, com exceção da posição 60° para a frequência de banda central 40 kHz, sendo considerada um ponto de transição para o campo distante.

As figuras 4.11, 4.12, 4.13 e 4.14 mostram as tendências dos níveis de pressão sonora com a distância para as condições de Mach 0.5 e 0.7, respectivamente. Com o aumento da velocidade do escoamento teremos uma camada cisalhante cada vez menos espessa, o que nos permitirá encontrar o campo distante em distancias menores para os ângulos a jusante.

Devido ao aumento da velocidade do escoamento, o entranhamento de ar também se torna mais rápido e quantidades maiores de ar são deslocadas. Experimentalmente, percebeu-se diferenças significativas entre as posições angulares a montante (60° e 90°) e jusante (120° e 150°) na obtenção de campo distante. Essas diferenças são atribuídas à diminuição da camada cisalhante a jusante e ao aumento do entranhamento a montante.

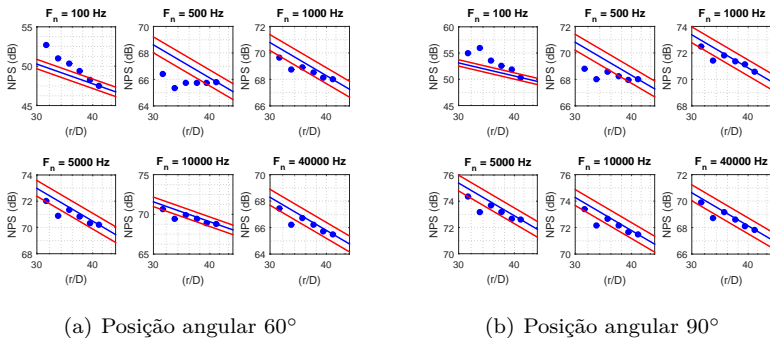


Figura 4.11 – NPS x distância - Mach 0.5 e $\theta = 60^\circ, 90^\circ$.

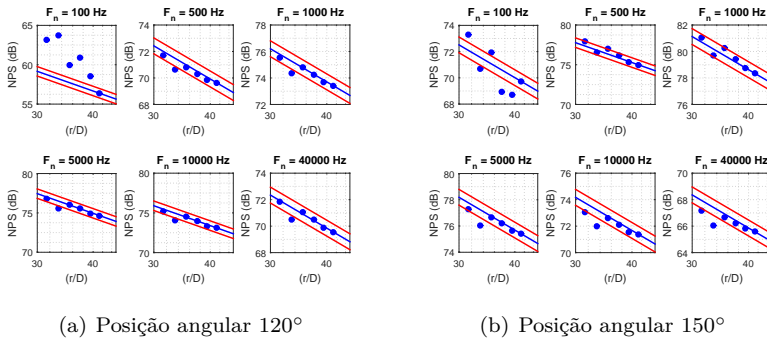


Figura 4.12 – NPS x distância - Mach 0.5 e $\theta = 120^\circ, 150^\circ$.

Os dados para Mach 0.5 mostram que é necessário uma distância maior a montante para atingir campo distante do que nas posições angulares a jusante. Daí cogita-se a hipótese de que a movimentação de ar nas posições a montante, em especial para a posição angular de 60° , atinja distâncias maiores do que a jusante. Para essa condição de Mach acústico o alinhamento dos pontos medidos com a tendência traçada acontece nas posições R3, R4, R5 e R6 a partir das bandas de 1 kHz para ângulos a montante e já acima de 500 Hz a jusante. Por conta da banda de frequência de 500 Hz na posição angular de 60° , só podemos admitir campo distante a partir da posição R5.

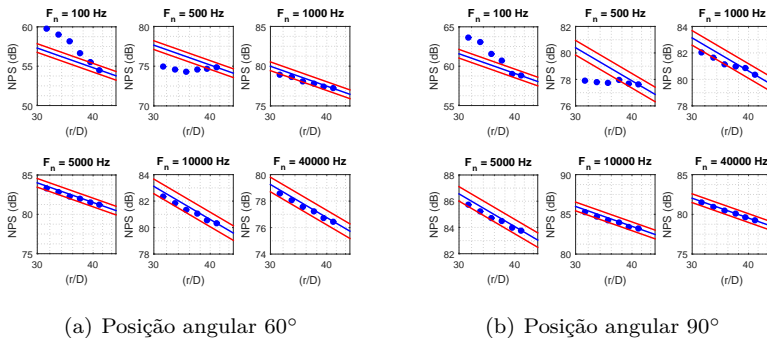


Figura 4.13 – NPS x distância - Mach 0.7 e $\theta = 60^\circ, 90^\circ$.

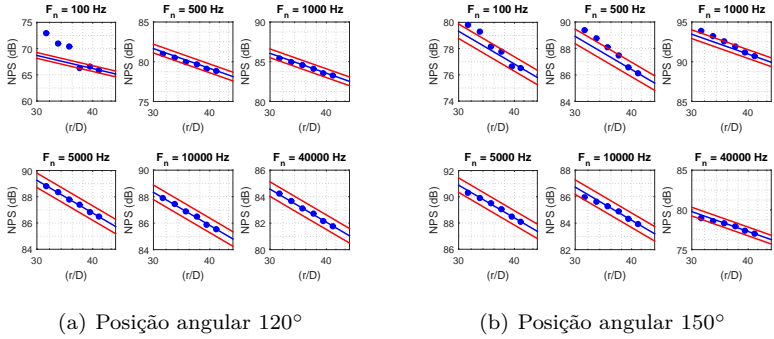


Figura 4.14 – NPS x distância - Mach 0.7 e $\theta = 120^\circ, 150^\circ$.

Na condição de Mach 0.7 características semelhantes são observadas; nota-se nas Figuras 4.13, 4.14 que a partir da banda de 500 Hz para as posições angulares a jusante o campo distante é percebido logo nas primeiras medições de distância. Já a montante a distância radial em que se verifica o alinhamento com a tendência esperada é obtido somente na posição R5. Há um alinhamento já na primeira distância testada com a tendência esperada para todas as posições angulares poucas bandas acima da banda de 1 kHz. Esse comportamento pode ser notado, através das bandas expostas nas Figuras 4.13 e 4.14 a partir da banda de 5 kHz. A última condição testada, de Mach acústico 0.9, é apresentada nas Figuras 4.15, 4.16.

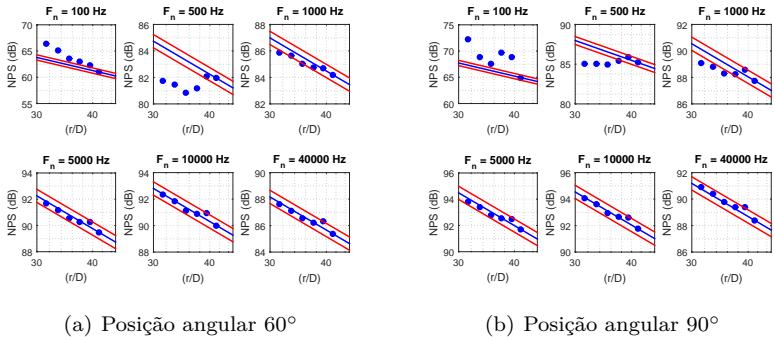


Figura 4.15 – NPS x distância - Mach 0.9 e $\theta = 60^\circ, 90^\circ$.

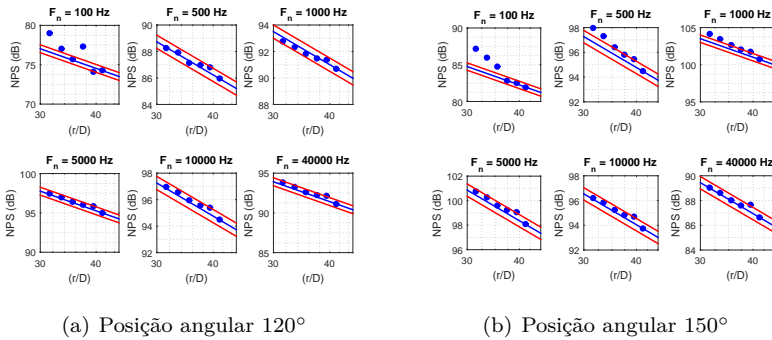


Figura 4.16 – NPS x distância - Mach 0.9 e $\theta = 120^\circ, 150^\circ$.

A condição de Mach 0.9 vem confirmar os padrões estabelecidos pelas condições de Mach 0.5 e 0.7, onde o campo distante é atingido em distâncias radiais bastante diferentes entre as posições angulares a montante e jusante. O alinhamento já na primeira distância com a tendência esperada para todas as posições angulares logo acima da banda de 1 kHz também é verificado para essa condição de Mach acústico. A posição angular de 60° para a banda de frequência de 500 Hz é limitante novamente como critério de obtenção de campo distante.

Entre as bandas de 1/3 de oitava de 100 Hz a 500 Hz, temos seis bandas intermediárias. Nota-se que entre essas bandas há uma tendência de alinhamento que só vai de fato ocorrer nas bandas de 500 Hz para as condições de Mach 0.3, 0.7 e 0.9, enquanto a condição de Mach 0.5 a banda de 400 Hz pode ser considerada como limitante para campo distante. Esta análise é baseada na consulta dos dados de todas as 27 bandas.

Costuma-se esperar experimentalmente que o campo distante só seja atingido a uma distância de pelo menos meio comprimento de onda da fonte sonora [2]. No caso da banda de 100 Hz os comprimentos de onda são da ordem de 3.4 m, o que nos levaria a esperar campo distante a uma distância superior a 1.7 m da fonte sonora. Segundo este critério, para as primeiras bandas analisadas, as dimensões testadas são muito próximas às distâncias estudadas, justificando assim o porquê de não se conseguir campo distante nestas distâncias. Outros fatores que podem influenciar negativamente na obtenção do campo distante em posições radiais mais próximas (entre as bandas de 100 Hz a 500 Hz) são: o comportamento anecoico da câmara, ruídos externos e o próprio tamanho da fonte sonora em relação à distância de medição.

Conforme observado, o campo distante, segundo o critério de decaimento estabelecido, foi obtido em diferentes distâncias em função da posição angular e número de Mach acústico. A Tabela 4.3 sintetiza a posição de detecção do campo distante a partir da banda de 500 Hz em função do diâmetro efetivo do bocal.

Tabela 4.3 – Posição radial ($\frac{r}{D_e}$) para campo distante.

M_a	$\theta = 60^\circ$	$\theta = 90^\circ$	$\theta = 120^\circ$	$\theta = 150^\circ$
0.3	≈ 39	≈ 39	≈ 37	≈ 37
0.5	≈ 39	≈ 37	≈ 35	≈ 35
0.7	≈ 39	≈ 39	≈ 32	≈ 35
0.9	≈ 39	≈ 39	≈ 32	≈ 35

A princípio deve-se escolher uma posição radial em que todas posições angulares nas condições de Mach acústico testadas tenham atingido o campo distante. Isso é importante pois deseja-se realizar ensaios para as mais diversas condições de Mach acústico sem a necessidade de mudança do posicionamento de microfones. A Tabela 4.3 mostra que a distância de aproximadamente 39 diâmetros do bocal é a limitante, uma vez que só a partir dela é possível a obtenção de campo distante em todas as direções, segundo os critérios adotados.

Optou-se então por posicionar todos os microfones a uma distância radial superior, de $2.10 \text{ m} \approx 41D_e$, por segurança. Um distanciamento maior não é possível devido à proximidade dos microfones com o arco que os mantém suspensos e distanciamento entre cunhas e microfones. Além do posicionamento dos microfones no interior da câmara, esta análise também define a frequência inferior na banda de 500 Hz para os testes que assumem campo distante.

4.1.3 Ruído de fundo e ruído de bancada

Esta subseção se dedica à análise do ruído de fundo (RF) nas medições acústicas do jato de ar. O ruído de fundo é definido como sendo um ruído secundário presente durante a medição de ruído da fonte sonora de interesse. A bancada possui um maquinário e vários componentes de atuação mecânica, para o controle apropriado da geração do jato. Todos esses elementos da composição da bancada produzem ruído, em menor ou maior níveis. Muito embora o jato seja despejado em uma câmara do tipo anecoica é importante se certificar de que ne-

nhum ruído externo esteja afetando de forma significativa as medidas de interesse.

Sendo assim, é relevante mensurar e distinguir os níveis de ruído de fundo do ruído de jato. Essa distinção se faz necessária para avaliar a interferência desses ruídos nas medições da fonte sonora de interesse e obviamente apresentá-las sem contaminação relevante de fontes externas.

Pode-se dividir o ruído captado no interior da câmara em três tipos. O primeiro deles denominado ruído de jato, que é o objeto de estudo, classificado portanto como fonte sonora principal. O segundo tipo é o ruído devido a operação da bancada, que envolve ruído de compressor, secador, válvulas de atuação e tubulações. O terceiro tipo é o ruído de fundo propriamente dito, este obtido com nenhuma operação da bancada. Esse ruído será chamado por vezes de ruído de fundo verdadeiro. Isso deve ao fato de que, quando o jato de ar é despejado, o ruído da bancada está presente juntamente com o ruído de fundo verdadeiro e, nesse caso, a soma de ambos se torna-se o ruído de fundo da medição.

Para avaliar a interferência do ruído de fundo nas medidas, utilizou-se as dez posições angulares do arco de microfones, na posição radial de 2.10 m, conforme definido na subseção anterior. A avaliação de ruído de fundo aconteceu nessas posições angulares, pois os dados posteriores também serão coletados nessas posições.

Não se espera um ruído de fundo igualitário por toda a câmara anecoica, devido à existência de duas aberturas na câmara. A primeira para a entrada de ar, possibilitando que mais ar seja entranhado para o interior da câmara e a segunda para a exaustão do ar. A primeira abertura fica bastante próxima do maquinário e uma parede gesso acartonado faz a separação da sala de máquinas para essa abertura.

Foram realizadas cinco medições do ruído de fundo por microfone com a bancada completamente inoperante, a média dessas medidas foi tirada e o resultado é analisado em bandas de $1/3$ de oitava (500 Hz a 40 KHz). Do mesmo modo, foram realizadas cinco medidas com o compressor e secador ligados para comparar esta parcela do ruído da bancada com o ruído de fundo verdadeiro. Os resultados são apresentados na Figura 4.17 que mostra o ruído de fundo verdadeiro em azul e a parcela do ruído da bancada (compressor + secador operantes) em vermelho.

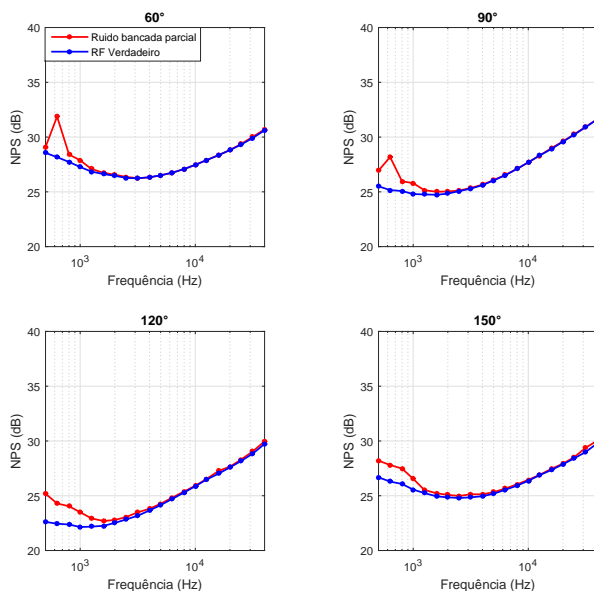


Figura 4.17 – Ruído de fundo e ruído parcial da bancada.

Nota-se que o ruído de fundo parcial da bancada é ligeiramente maior para os ângulos de 60° e 150°, onde ultrapassam os 30 dB nas primeiras bandas de frequência. Tais níveis são explicados devido a geometria da sala, que conta com uma entrada de ar mais próxima ao microfone de 60° e uma saída de ar próxima aos microfones de 140° e 150°. Os níveis de ruído de fundo da câmara não chegam a ultrapassar os 32 dB em alta frequência (onde encontram-se os maiores níveis). O ruído emitido pelo conjunto compressor e secador (sem fluxo de ar) é capaz de alterar os níveis no interior da câmara até a banda de 1/3 de oitava de frequência central em 2 kHz, com pico na banda de 1/3 de oitava de frequência central 630 Hz.

Nessa primeira análise verifica-se que a bancada é capaz de alterar os níveis de ruído de fundo da câmara anecoica de forma relevante. Existe de fato a entrada de sons no interior da câmara devido ao conjunto secador e compressor. Entretanto, ainda não é possível avaliar se esse ruído seria ou não relevante para as medidas acústicas, uma vez que os demais ruídos espúrios são gerados com o fluxo de ar transitando por toda a tubulação e devido ao acionamento da válvula.

Uma metodologia para avaliar a contribuição do ruído da bancada se baseia em manter a mesma vazão mássica de ar por todo o circuito e diminuir a velocidade do jato no interior da câmara anecoica. Assim todo o circuito é alimentado com a mesma vazão mássica de ar para que os ruídos de válvula e devido aos contornos das tubulações se mantenham. Entretanto, com a diminuição da velocidade no interior na câmara, o ruído aerodinamicamente gerado é reduzido prevalecendo o ruído de *rig*.

A alteração da velocidade do escoamento no interior da câmara anecoica pode ser feita alterando a área pela qual o jato de ar é despejado no interior da sala. Para isso utiliza-se a própria estrutura da bancada. O bocal SMC000 possui raio efetivo de 1" e a tubulação que faz conexão com o bocal possui 3" de raio, ou seja, um aumento da área em 9 vezes. Retirando-se o bocal, a área maior faz com o que a velocidade do escoamento diminua de forma proporcional. Assumindo que a potência sonora irradiada aumenta com aproximadamente a oitava potência da velocidade [4], a retirada do bocal deve causar uma diminuição de aproximadamente 9^8 da potência sonora irradiada. Assim uma diminuição da velocidade em 9 vezes causaria uma redução da ordem de 60 dB. Desta forma pressupõe-se que, com a diminuição de área os níveis de ruído devido à geração aerodinâmica caíam consideravelmente e que se possa captar de forma mais clara o ruído devido a operação do *rig*.

Tabela 4.4 – Vazão mássicas e números de Mach estimados.

Vazão mássica (Kg/s)	Mach (Sem bocal)	Mach (Com bocal)
≈ 0.27	≈ 0.03	0.30
≈ 0.44	≈ 0.06	0.50
≈ 0.62	≈ 0.08	0.70
≈ 0.80	≈ 0.10	0.90

As condições testadas encontram-se descritas na Tabela 4.4 com seus valores estimados⁴. Os níveis de pressão sonora foram então coletados para os microfones principais (60°, 90°, 120° e 150°) para as situações com e sem bocal. Em ambas as situações o compressor, secador e todo o sistema de *rig* estava em funcionamento. As Figuras 4.18 e 4.19 mostram os resultados, em vermelho o ruído sem bocal e em azul o ruído com bocal.

⁴Considerou-se a densidade do ar constante para o cálculo da vazão mássica, sendo dada $V = \rho_{\infty} \times U_j \times \pi(\frac{D_e}{2})^2$.

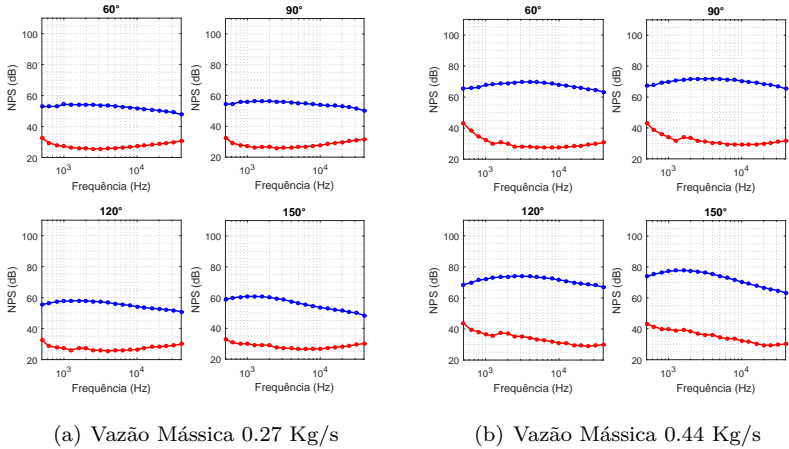


Figura 4.18 – NPS com e sem bocal - vazões: 0.27 e 0.44 Kg/s

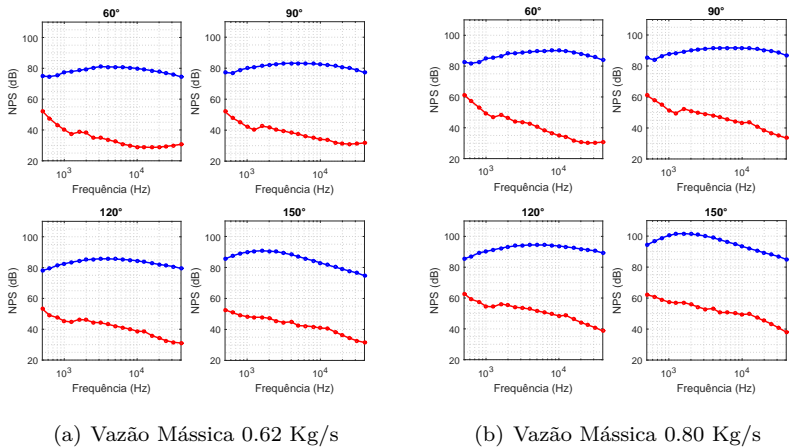


Figura 4.19 – NPS com e sem bocal - vazões: 0.62 e 0.80 Kg/s

Para todos os casos testados, o ruído de fundo foi consideravelmente menor que o ruído de jato. As cuvas sem bocal, representadas em vermelho na figura, mostram que os níveis de ruído de fundo juntamente com o baixo ruído aerodinâmico são em torno de 20 dB menores do que o ruído de jato para as primeiras frequências analisadas (banda

de 500 Hz). Tal diferença só tende a crescer à medida que a frequência aumenta.

Dessa forma, pode-se dizer que o ruído de fundo não é relevante nas medidas do ruído de jato, segundo o parâmetro adotado. Os ruídos secundários - ruído de fundo e de *rig* - encontram-se pelo menos 20 dB abaixo do ruído principal. Segundo metodologia e análise adotada, pode-se concluir que espectros sonoros analisados entre as faixas de 500 Hz a 40 kHz possuem contribuição desprezível de bancada.

Com esta última análise é possível finalizar os estudos dos três fatores mais críticos que exercem influência nas medições. Definiu-se um limite superior em frequência para as medições, com base na análise do dispositivo de aquisição. Encontrou-se também um limite inferior de frequência e distância segura para realizar medições, através da determinação do campo distante. E por fim, notou-se que o ruído de fundo e ruído de *rig* não interfere nas medições. Desta forma, segue-se para medição e análise do ruído de jato.

4.2 Caracterização experimental do ruído de jato

Essa seção tem por intuito mensurar e analisar o ruído de jato subsônico frio para dois diferentes bocais. Serão realizadas algumas comparações com dados experimentais disponíveis na literatura e uma comparação com formulações analíticas que estimam o ruído de jato. Estas comparações servem para verificar se os dados coletados na bancada de jato do LVA estão próximos ao esperado e possuem características semelhantes ao encontrado na literatura.

Mede-se o ruído aerodinamicamente gerado em um ambiente anecoico na condição de campo distante e faixa passível de análise, indicada na seção anterior. Um esquemático das configurações físicas dos experimentos de caracterização pode ser visto na Figura 4.8 onde todos os microfones ocupam a última distância R6 indicada. Associa-se o nível de pressão sonora (NPS), na posição angular em que foi realizada a medição, com as condições de ensaio: número de Mach acústico e razão de temperatura entre jato e câmara anecoica.

As medições de pressão sonora foram processados simultaneamente em bandas de $\frac{1}{3}$ de oitava e banda estreita. Detalhamentos a respeito das configurações utilizadas em cada um desses processamentos serão apresentados juntamente com suas respectivas medidas, uma vez que existem especificidades nas configurações. Todas as medições foram realizadas através do sistema de aquisição que é controlado via

software *Signal Express*.

Primeiramente, analisa-se uma pequena parcela do sinal no tempo, através de medidas de autocorrelação e correlação cruzada do sinal. Após o sinal é analisado no domínio da frequência através de bandas estreitas e por fim concentra-se as análises em banda de $\frac{1}{3}$ de oitava. Serão retiradas características com respeito ao comportamento do campo sonoro, a relação entre NPS e condição de teste, direcionalidade do ruído e demais propriedades.

4.2.1 Autocorrelação e Correlação Cruzada

O sinal de pressão sonora no tempo é o dado de entrada de todos os demais processamentos e é a partir dele que se inicia a análise do ruído de jato. Os dados que serão utilizados nessa subseção foram coletados a uma taxa de 120 kHz durante 1.5s. Essa coleta nos fornece 180 mil dados de pressão sonora para cada um dos dez canais, o que resulta em 1.8 milhões de dados de 24 bits cada. Para esse volume de dados limitações técnicas de aquisição são encontradas, uma vez que durante o processo de aquisição contínua o sistema deve coletar, processar e armazenar todos segmentos de sinais sem que valores sejam perdidos ou que haja uma quebra na sequência de amostragem.

Para que seja possível realizar uma coleta que envolva tantos dados o sistema é configurado para dividir o sinal no tempo em blocos com um janelamento retangular do tipo *Hanning*. O tamanho desses blocos são ajustados para possuírem a capacidade de armazenar 12 mil dados, o que significa que a cada 0.1s a coleta de um segmento é realizada. O tempo de interação do sistema de aquisição, nesse caso de 0.1s, pode ser sempre obtido dividindo a frequência de amostragem pelo tamanho do bloco de amostras de dados (*buffer size*). Esse valor de interação limita o número de médias que podem ser realizadas durante uma janela de medição de dados processados diretamente a partir do tempo.

A cada interação, os dados são transferidos e uma nova coleta começa, de forma que não se perca nenhum dado da sequência de amostragem. A esse bloco que acabou de ser descarregado é aplicado um filtro passa banda de 400Hz a 50kHz, a fim de evitar a contaminação do sinal em faixas de frequências que já foram descartadas das análises. As frequências de corte do filtro passa banda foram definidas conforme análises realizadas nas seções anteriores. Esse segmento de sinal é então arquivado em um arquivo de texto e de forma sucessiva os novos

segmentos dos sinais vão sendo também anexados ao arquivo *txt*, dessa forma, é possível coletar uma extensão do sinal de pressão durante a janela de medição.

Para analisar temporalmente como se comporta o ruído de jato faz-se uma coleta de 1.5s, para quatro diferentes condições de Mach acústico utilizando o bocal SMC000. Esse tempo foi escolhido pois é o suficiente para analisar a correlação do sinal, uma vez que espera-se um tempo de correlação algumas ordens de grandeza menor em comparação a janela de medição total utilizada [5, 6]. Um segundo fator da escolha de um tempo menor é o volume de dados a ser processados posteriormente. A Tabela 4.5 mostra as condições de Mach acústico e razão de temperaturas, a umidade relativa dos testes se manteve constante. Os dados para uma parcela da interação de 0.1 s e posição angular de 90° são apresentados na Figura 4.17 juntamente com o indicador L_{eq} de toda a medida.

Tabela 4.5 – Condições de ensaio para análise do sinal no tempo.

M_a	$\frac{T_j}{T_\infty}$
0.30	0.98
0.50	0.94
0.70	0.90
0.90	0.84

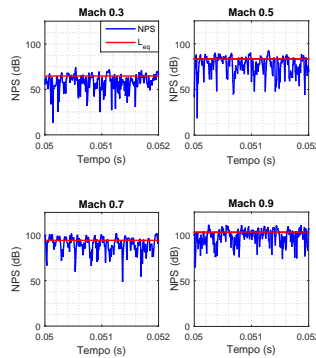


Figura 4.20 – NPS para $\theta = 90^\circ$ a $41D_e$, em diferentes condições de M_a . L_{eq} em vermelho sinal em azul.

Nota-se que o sinal no tempo possui uma distribuição aparentemente aleatória no tempo, os níveis chegam a variar em torno de 40 dB em uma mesma coleta, além disso as mudanças de pressão são bruscas e em curtos intervalos de tempo. Entretanto o ruído tende a se concentrar em torno de uma faixa de valores e há uma clara tendência de aumento do nível pressão sonora com o aumento da velocidade do escoamento. Esta característica pode ser verificada através do indicador de nível de pressão sonora equivalente (L_{eq}) que tem seu valor exposto na Tabela 4.6.

Tabela 4.6 – Condições de ensaio e L_{eq} (dB).

M_a	L_{eq} (dB)
0.30	65
0.50	83
0.70	94
0.90	104

Uma outra abordagem para a análise de sinais acústicos de jato foi apresentada por Tam et al. [5] e se baseia no conceito de autocorrelação. A autocorrelação é um dado estatístico de processo estocástico e irá indicar se existem algum padrão de repetição no sinal. Com isso será possível ter novas informações a respeito do campo sonoro irradiado em diferentes posições angulares. Para comparar a forma da autocorrelação de posições diferentes normaliza-se a mesma através do máximo valor de autocorrelação obtido para cada posição angular. A autocorrelação linear normalizada é dada por

$$R_{nn}(\tau) = \frac{\langle p_n(t)p_n(t+\tau) \rangle}{\langle p_n^2(t) \rangle}, \quad (4.1)$$

onde $\langle \rangle$ é uma média no tempo, $p_n(t)$ é a pressão sonora no instante de tempo t e τ é o tempo de translação em relação ao sinal original.

No instante de $\tau = 0$ a autocorrelação é máxima, uma vez que os sinais são idênticos e, dessa forma, nesse instante a autocorrelação normalizada terá valor unitário. Se o ruído é aleatório (mas próximo de um ruído branco) espera-se que quando $\tau \rightarrow \infty$ a autocorrelação $R_{nn}(\tau) \rightarrow 0$, já que o sinal não deve encontrar muitas semelhanças com o sinal original e isso resultará em baixos valores de autocorrelação. Analisamos então para as quatro condições de Mach acústico apresentadas na Tabela 4.6 a autocorrelação para os ângulos principais (60° , 90° , 120° e 150°), o resultado pode ser conferido na Figura 4.21.

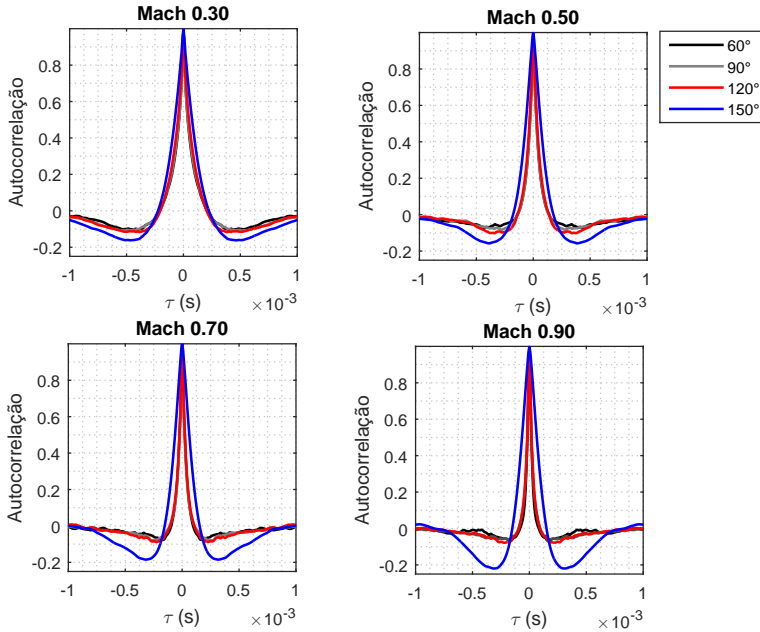


Figura 4.21 – Autocorrelação para diferentes posições angulares e Mach acústico

A Figura 4.21 apresenta diferenças entre as autocorrelações de um mesmo número de Mach para diferentes posições angulares. Para a condição de Mach 0.3 as diferenças entre as autocorrelações para diferentes posições angulares são mais sutis. À medida que a velocidade do escoamento aumenta as diferenças das autocorrelações começam a ficar mais evidentes.

Seguindo a análise feita por Tam et al. [5], os sinais de pressão sonora captados a jusante são mais autocorrelacionados durante um maior período de tempo do que os sinais a montante, como podemos observar na Figura 4.21. Essa observação pode ser feita através da largura do lóbulo da autocorrelação, que se torna mais largo para os ângulos a jusante. Toma-se como parâmetro o valor de 0.25 de autocorrelação para medir a largura desse lóbulo e comparar estas diferentes condições de forma mais precisa. A Tabela 4.7 traz os valores do tempo de autocorrelação para todas as quatro condições medidas nas diferentes posições angulares.

Tabela 4.7 – Largura do lóbulo em autocorrelação 0.25.

M_a	60°	90°	120°	150°
0.30	1.7×10^{-4}	1.8×10^{-4}	2.0×10^{-4}	2.6×10^{-4}
0.50	1.1×10^{-4}	1.1×10^{-4}	1.3×10^{-4}	2.1×10^{-4}
0.70	0.8×10^{-4}	0.9×10^{-4}	0.9×10^{-4}	2.0×10^{-4}
0.90	0.6×10^{-4}	0.7×10^{-4}	0.8×10^{-4}	2.0×10^{-4}

Os tempos de correlação do sinal tem uma clara tendência de aumento com a posição angular, de acordo com Tam et al. [5]. Essa informação indica que o campo de pressão sonora captado a jusante é menos aleatório que o coletado a montante, uma vez que quanto mais aleatório o sinal menor a largura do lóbulo de autocorrelação. Há um crescimento muito rápido do tempo de autocorrelação do sinal a partir do ângulo de 120°. Percentualmente o aumento da largura do lóbulo tanto de 60° a 90° quanto de 60° a 120° não é superior ao aumento que ocorre entre as posições angulares de 120° a 150°. A exemplo os lóbulos a 120° são em torno de 25% maiores que os encontrados a 60°, já a relação entre 120° e 150° varia de 50% a 200%.

O aumento do tempo de correlação de forma não gradativa é um padrão que pode ser percebido em todas as condições ensaiadas. Esse fato induz a hipótese de que o espaçamento regular entre os ângulos principais não acompanha a evolução das curvas de autocorrelação, ou seja há hipótese de uma tendência não linear que indica uma mudança brusca de características a partir do ângulo de 120°. Uma segunda característica é a diminuição do tempo de correlação do sinal que acontece à medida que o número Mach aumenta. Pode-se notar uma perda dos padrões do sinal para menos de 0.25 de autocorrelação de forma muito mais rápida quando a velocidade do escoamento é maior.

Uma outra características nos dados apresentados na Figura 4.21 são inflexões das curvas em região de autocorrelação negativa. Para a condição de Mach 0.3 toda as posições angulares apresentam inflexões próximas de uma autocorrelação de -0.15, conforme a velocidade do escoamento torna-se maior a posição angular de 150° tem sua autocorrelação negativa aumentada e chega em torno de aproximadamente -0.25. As demais posição angulares possuem um decréscimo em sua autocorrelação negativa e a curva tende a ser plana.

De acordo com Tam et al. [5] tais características de inflexão se devem ao tamanho do comprimento de onda que domina o sinal. A Figura 4.22 mostra um esquemático de um sinal de pressão com comprimento de onda característico em azul, e um deslocamento do

signal de $+\tau$ em verde e $-\tau$ em vermelho. A autocorrelação trata-se da multiplicação do sinal por ele deslocado de um período τ , exatamente o caso mostrado na figura. Com um rápida análise pode-se ver, que no valor de τ adequado, é possível obter uma região de alta correlação negativa através dessa multiplicação.

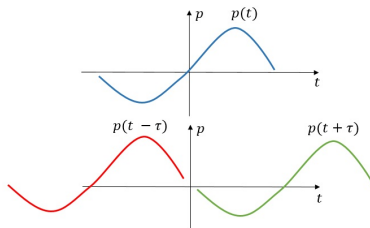


Figura 4.22 – Esquemático para demonstração de valores de τ para autocorrelação de valores negativo, adaptado de [5].

Para obter a máxima autocorrelação negativa o pico deve estar alinhado com o vale e isso nos fornece um τ específico que corresponde a meio comprimento de onda, dessa forma podemos aproximar que o comprimento de onda que originou as inflexões negativas é da ordem de $\lambda_{corr} \approx \tau_{neg} c_\infty$ [5]. Com isso podemos estimar que o ruído das posições angulares a jusante são dominados por frequências mais baixas que o ruído a montante, uma vez que suas inflexões em valores de τ_{neg} maiores. Essa informação será confirmada quando o espectro do ruído do jato for analisado posteriormente, uma vez que a análise por esse métodos não nos fornece em detalhes as componentes espectrais do ruído.

Para retirarmos maiores informações com respeito ao campo sonoro irradiado em diferentes posições angulares vamos utilizar a correlação cruzada, novamente utilizando procedimento similar ao utilizado por Tam et al. [5]. Essa é uma correlação temporal e espacial, uma vez que sinais de diferentes posições estão sendo utilizados. A correlação cruzada normalizada, analogamente a autocorrelação normalizada, pode ser definida como

$$R_{nm}(\tau) = \frac{\langle p_n(t)p_m(t+\tau) \rangle}{\langle p_n^2(t) \rangle^{\frac{1}{2}} \langle p_m^2(t) \rangle^{\frac{1}{2}}}. \quad (4.2)$$

Para a análise da correlação cruzada utiliza-se todos os dez transdutores e então calcula-se a correlação entre esses diferentes sinais. A fim de simplificar, retira-se o máximo da correlação cruzada entre os

dois sinais. Isto é feito para cada um dos microfones e todos os seus adjacentes. A Figura 4.23 apresenta o resultado desse teste para a condição de Mach 0.9. Onde n representa o transdutor, que está ordenado de forma crescente com os ângulos, ou seja $n = 1$ representa a posição angular de 60° e assim por diante.

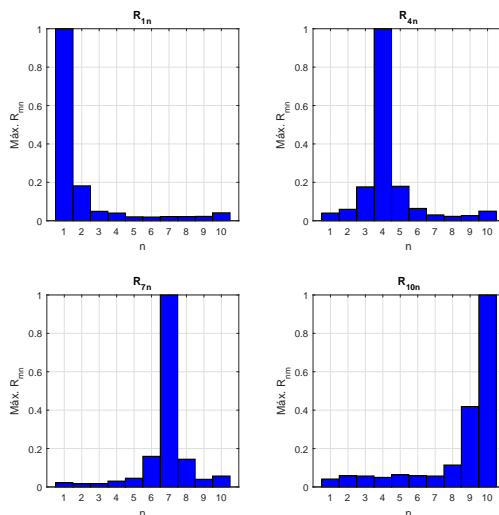


Figura 4.23 – Máxima correlação cruzada (Mach 0.90).

A correlação cruzada do sinal captado na posição angular 60° mostra níveis abaixo de 20% logo no primeiro microfone adjacente, a 10° de separação espacial. O nível de correlação só tendem a cair ainda mais a partir de então. Já para a posição angular 150° vemos um nível de autocorrelação superior a 40% no seu adjacente (140°). Dois padrões são percebidos: os sinais a montante encontram-se fracamente correlacionados entre si com os demais captados em todas as outras posições angulares, todos estão abaixo de 20% de correlação. Já os sinais a partir do ângulo de 120° (R_{8n}) a jusante encontram valores mais altos de correlação entre seus adjacentes diretos.

De forma similar ao obtido por Tam et al. [5] essa análise indica novamente uma aleatoriedade maior dos níveis de pressão sonora captado nos ângulos a jusante e a característica do sinal de pressão sonora de se manter correlacionado durante mais tempo a partir do ângulo de 120° . Como notamos nas curvas de autocorrelação, Figura

4.21, os valores variam de acordo com o número de Mach, sendo assim decidiu-se testar correlação cruzada para a condição de Mach 0.3, a fim de verificar se seus padrões são semelhantes a condição de Mach 0.9. A Figura 4.24 nos mostra a máxima correlação cruzada para a condição de Mach 0.30.

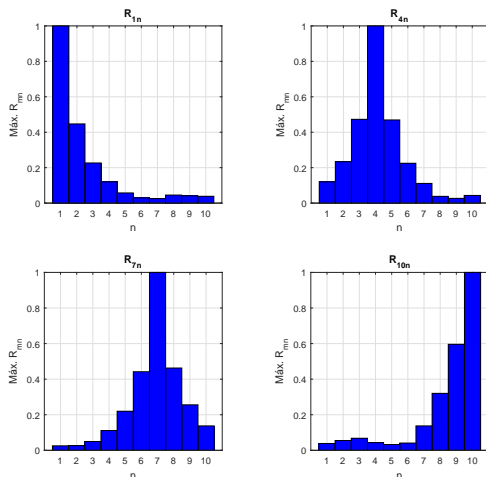


Figura 4.24 – Máxima correlação cruzada (Mach 0.30).

Novamente os microfones a jusante estão melhores correlacionados entre si a partir da posição angular de 120° , o valor máximo chega a ser superior a 60%. A máxima correlação vai de 100% para menos de 20% sempre a dois transdutores adjacentes de, ou seja 30° de separação angular. Correlações com valores superiores a 0.2 entre os sinais adjacente também são encontradas a montante. Comparando ambas as condições de Mach ensaiadas pode-se perceber que a perda de correlação entre os sinais fica mais acentuada à medida que a velocidade do escoamento aumenta, indicando assim uma relação entre o número de Mach e padrões de radiação sonora. Vários fatores podem estar ligados a esses diferentes padrões de radiação sonora como, por exemplo, o aumento da convecção das turbulências com o número de Mach.

A principal conclusão dos testes feitos com base nas medidas de autocorrelação e correlação cruzada é que foi possível obter resultados similares aos obtidos por Tam et al. [5]. Ou seja, que o campo sonoro a montante possui níveis de pressão sonora mais aleatórios (cerca de

20%) no tempo que os níveis de pressão irradiados a jusante do jato de ar. A aleatoriedade tendem a diminuir a partir do ângulo de 120° , indicando assim uma transição de padrões do campos sonoros. Por fim discutiu-se que a correlação espacial dos níveis de pressão sonora tende a ser maior para velocidades mais baixas do escoamento.

4.2.2 Espectro sonoro em banda estreita e banda de $\frac{1}{3}$ de Oitava

Após uma análise do sinal no tempo serão realizadas análises no domínio da frequência em busca de novas características do ruído de jato para comparação. Para as análises espectrais do ruído de jato realizaram-se medidas nas dez posições angulares (60° a 150° com 10° de espaçamento) para sete condições de número de Mach, em cada uma dessas repetiu-se o ensaio cinco vezes e por fim uma média das medições foi retirada. As condições médias dos ensaios são mostradas na Tabela 4.8, juntamente com a faixa de variação da umidade relativa que ocorreu durante os testes.

Tabela 4.8 – Condições médias dos ensaios para análises espectrais.

M_a	$\frac{T_i}{T_\infty}$	$\frac{P_\infty}{P_p}$	HR (%)
0.30	0.98	0.94	68.0 – 67.6
0.40	0.97	0.89	70.2 – 69.4
0.50	0.94	0.83	67.7 – 67.1
0.60	0.93	0.77	69.4 – 68.6
0.70	0.90	0.69	67.2 – 66.3
0.80	0.89	0.62	68.3 – 67.4
0.90	0.83	0.54	65.7 – 64.4

Para o bocal SMC000 os espectros sonoros foram retirados em banda estreita de 25 Hz. Aproximadamente mil médias foram realizadas para cada medição realizada, sendo que cada condição de teste foi avaliada cinco vezes e o resultado final é a média das cinco medições. Os espectros em banda estreita para as posições angulares principais são apresentados na Figura 4.25.

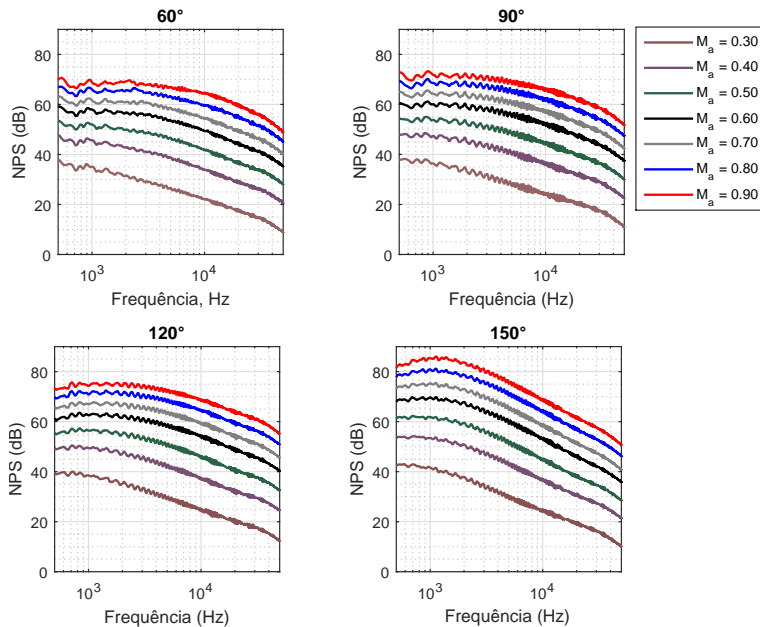


Figura 4.25 – NPS em banda estreita (bocal SMC000).

Os espectros apresentam variações entre si tanto para uma mesma posição angular e diferentes números de Mach quanto para mesmo número Mach e diferente posição angular. Para uma mesma posição angular com o aumento do número de Mach é possível perceber um deslocamento do ruído a frequências superiores. Embora haja um incremento do nível de pressão sonora captado, com o aumento do número de Mach, a forma espectral não possui grandes variações, além deste deslocamento na frequência. Esta translação na frequência poderia ser corrigida através da normalização pelo número de Strouhal. Entretanto, como a faixa de frequência e o diâmetro efetivo são fixos, a normalização por Strouhal levaria a faixas de Strouhal diferentes.

Entre diferentes posição angulares e mesmo número de Mach percebemos diferenças espectrais no ruído captado. Uma comparação entre a posição angular de 150° com as demais posições nos mostra que os espectros abaixo da posição angular de 120° não possuem um pico de frequência bem definido tanto quanto a posição de 150°. Esta característica advém da convecção das turbulências (entendidas atualmente como sendo as fontes sonoras geradoras) que causam um padrão de radiação, devido a sua velocidade.

Essa característica do ruído de jato de possuir duas formas espectrais bastante diferentes induziu alguns pesquisadores a realizar um ajuste dos dados de forma a identificar dois espectros universais, por vezes chamados de espectros de similaridade, que permitiriam ajustar qualquer espectro sonoro oriundo de jatos isolados [5, 9, 14]. Tam et al. [5, 14] propôs dois espectros chamados de espectro de pico (Espectro F) e espectro de banda larga (Espectro G) que seriam capazes de reproduzir a tendência dos espectros em banda estreita. O espectro G seria capaz de ajustar uma curva espectral retirada a jusante e o espectro F a montante, posições angulares intermediárias poderiam ser obtidas com uma composição ponderada de ambos esses espectros.

Os espectros de ajuste F e G têm sido utilizados como comparação de forma e tendência das curvas de ruído de jato medidos em diferentes laboratórios [15]. Isso se deve ao fato de que esses espectros de ajuste foram obtidos a partir de um grande banco de dados experimental [14], ou seja, muitas medidas que revelam tendências dos dados para uma determinada condição foram utilizadas para sua geração. Para comparar a tendência dos espectros retirados na bancada de jato do LVA utilizou-se esses espectros de ajuste F e G. A Figura 4.26 mostra a condição de Mach 0.9 para as posições angulares mais a montante (60°) e mais a jusante (150°) em que atualmente é possível realizar medições no LVA.

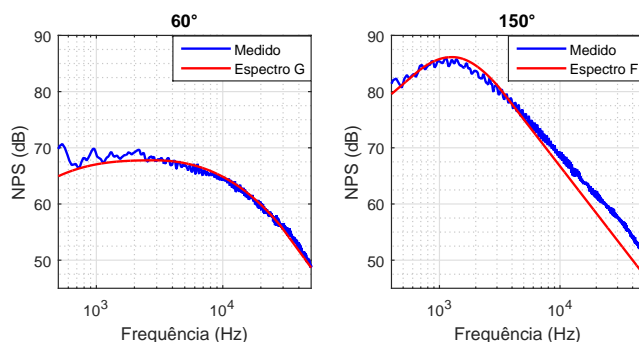


Figura 4.26 – Comparação entre NPS em banda estreita e espectro F e G calculados (Mach 0.9).

Os espectros sonoros medidos nas posições angulares de 60° e 150° apresentam bom ajustes com os espectros G e F, respectivamente. Os desvios em geral são da ordem 2 a 3 dB, sendo possível ver maiores

divergências nas frequências iniciais de análise para o ângulo de 60° e nas frequências finais no ângulo de 150° . A tendência está de acordo com o esperado, ângulos a montante com um espectro de frequência tendendo a serem mais planos e posições angulares a jusante com espectro de pico bem marcado e de maiores níveis de pressão sonora.

Outro ponto de interesse é o deslocamento das frequências de pico a medida que a velocidade do escoamento aumenta. A frequência de pico é deslocada sempre a maiores valores com o incremento do número de Mach para uma mesma posição angular. Como exemplo para o ângulo de 150° o pico medido em frequência varia de aproximadamente 600 Hz ($St \approx 0.3$) a Mach 0.3 para 1200 Hz ($St \approx 0.2$) em Mach 0.9, ou seja frequência de pico medida está ligada com a velocidade do escoamento.

Os espectros sonoros em banda estreita apresentam muitos valores para serem manipulados e sua característica de oscilações em torno de uma média móvel faz com que algumas análises sejam dificultadas. Afim de ter uma faixa de frequência que represente o ruído com um menor número de pontos e de forma mais suave, as bandas de $\frac{1}{3}$ de oitava são utilizadas. Outro fator que nos leva a analisar o ruído em bandas de um terço de oitava é que os dados experimentais em bandas são mais comumente divulgados, permitindo assim a comparação com dados experimentais de outros *rigs*.

As bandas são calculadas com base em uma composição de filtros aplicados diretamente ao sinal no tempo e é uma função já implementada no software de aquisição de sinais *Signal Express*. Como são captadas diretamente do sinal do tempo uma subamostragem não é realizada e o número de médias para as bandas $\frac{1}{3}$ de oitava é de 200, definido pelo preenchimento do bloco de 0.01s. Os espectros em um terço de oitava foram medidos simultaneamente com os espectros em banda estreita e portanto apresentam as mesmas características de temperatura e umidade já descritas na tabela 4.8.

Para comparar os dados coletados com dados da literatura deve-se tomar uma série de cuidados para que não haja comparações de casos distintos. Deve-se comparar apenas ruído retirados de um mesmo tipo de bocal, a mesma velocidade de escoamento, razões de temperatura próximas e retirar variáveis devido ao ambiente (temperatura da câmara e umidade relativa). Para retirarmos a variável ambiente a ARP 866 propõe um método de cálculo por banda de frequência baseado na umidade relativa do ar e temperatura, com isso consegue-se isentar as curvas da condição atmosférica de teste. O $NPS_{corrigido}$ corrigido é

dado por

$$NPS_{corrigido} = NPS_{medido} + \alpha_{atm}. \quad (4.3)$$

Uma comparação entre as curvas sem e com aplicação da correção devido a atenuação atmosférica para a condição de Mach 0.5 é apresentada na figura 4.27.

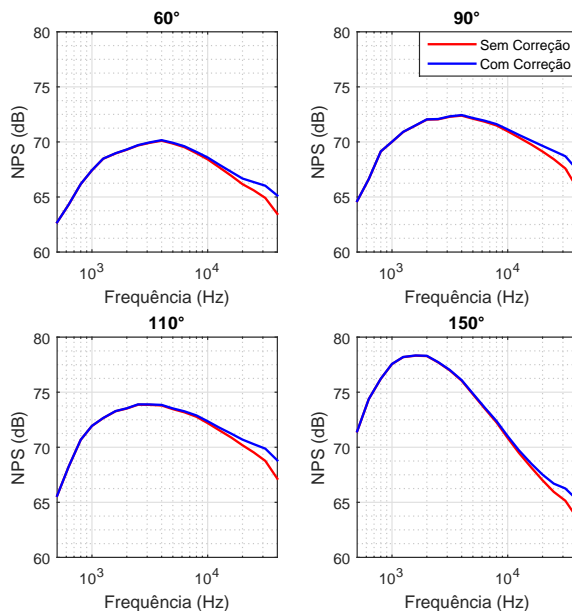


Figura 4.27 – Comparação entre curvas com e sem atenuação atmosférica (Mach 0.50 e bocal SMC000).

A aplicação da correção da atenuação atmosférica leva a um aumento do NPS em altas frequências (a partir de 10 kHz), sendo que nas mais altas frequências medidas o valor chega a divergir da condição sem correção de aproximadamente 1.7 dB. E dessa forma essas correções tornam-se de extrema importância para comparar medidas retiradas em locais de condições atmosféricas completamente diferentes.

Um outro cuidado é com respeito a distância em que os níveis sonoros foram captados e em que faixa de frequência se estende a coleta. Só pode-se comparar medições de nível de pressão sonora a uma mesma distância da fonte, uma vez que o $NPS = NPS(r, \theta)$. Como existem discrepâncias entre posições radiais em que as medidas de jato

são realizadas pelo mundo em geral estima-se a pressão sonora a uma determinada distância para comparação [1, 15, 16]. Para comparar medições que foram retiradas em diferentes posições radiais e estimar a pressão sonora a uma distância comum utiliza-se a Equação 4.4.

$$NPS_{Desejado} = NPS_{corrigido} + 10 \log 10 \left(\frac{r_{medido}}{r_{desejado}} \right)^2. \quad (4.4)$$

Repare que na Equação 4.4 foi assumida uma propagação do tipo esférica obedecendo a lei do decaimento de $\frac{1}{r^2}$ [15], que é uma característica de fontes do tipo pontual. A queda de 6 dB com a distância ($\frac{1}{r^2}$) já foi observada nos testes de campo distante. Estes testes nos mostraram que os níveis de pressão sonora obedecem a lei do inverso do quadrado com a distância para as faixas de frequências a serem analisadas. A Figura 4.28 apresenta todas as condições testadas agora propagadas a $100D_e$ e já corrigidas com as condições atmosféricas dos testes.

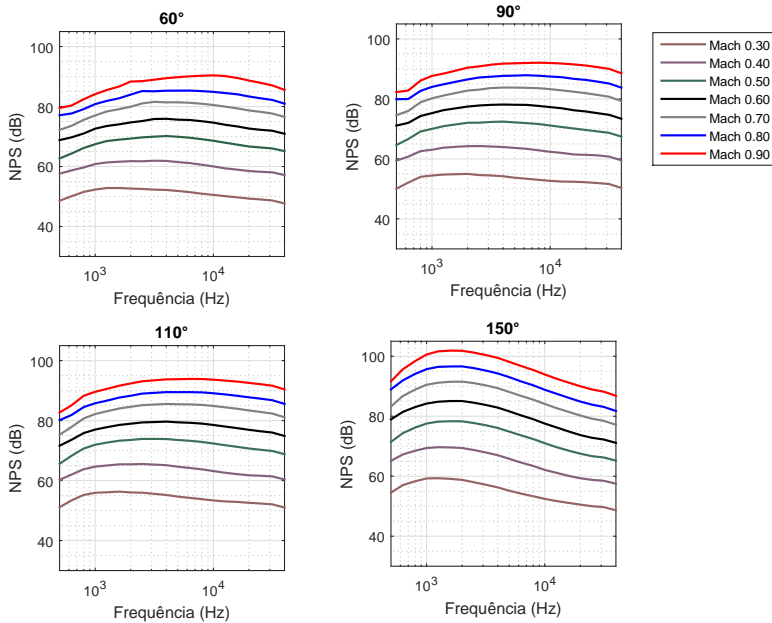


Figura 4.28 – NPS em banda de $\frac{1}{3}$ de oitava a $100D_e$.

O intuito principal de se obter espectros em bandas de $\frac{1}{3}$ de oitava no entanto é poder comparar o NPS obtido com os disponíveis na literatura. James Bridges et al. em [4] fornecem dados ensaiados em um mesmo bocal (SMC00) em forma de tabelas, o que permite selecionar os dados para análise. Estes dados serão utilizados como comparativos aos dados coletados no LVA. A Figura 4.29 os dados coletados por Bridges podem ser visto em linha tracejada, os dados medidos no LVA encontram-se em linha cheia e cada condição possui uma cor diferente.

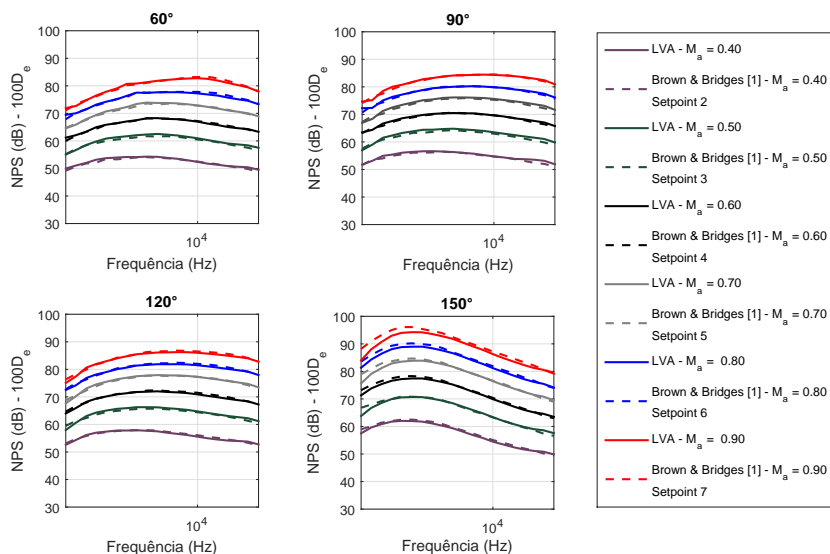


Figura 4.29 – Comparativo dos NPS coletados por Brown & Bridges em [1] e os NPS coletados na bancada do LVA (bocal SMC000).

O máximo desvio encontrado entre as curvas para as posições angulares de 60° a 120° é menor que 2 dB, o que pode ser considerado uma concordância muito elevada. Para a posição angular de 150°, a partir da frequência de 1000 Hz os dados apresentam uma diferença máxima de 2 dB. Entre as bandas de frequências de 500 Hz a 1 kHz é possível ver uma diferença maior entre as curvas para as velocidades mais altas testadas, entretanto esse desvio não chega a ultrapassar o valor de 4 dB. De forma geral, considera-se que os níveis de ruído medidos na bancada do LVA estão em acordo com os dados de Bridges e

que as poucas divergências encontradas para a posição angular de 150° precisam ser melhor investigadas. Para análise da distribuição espacial de pressão sonora por banda de frequência e ângulo em diferentes condições Mach gera-se a Figura 4.30 que mostra o padrão de radiação sonora.

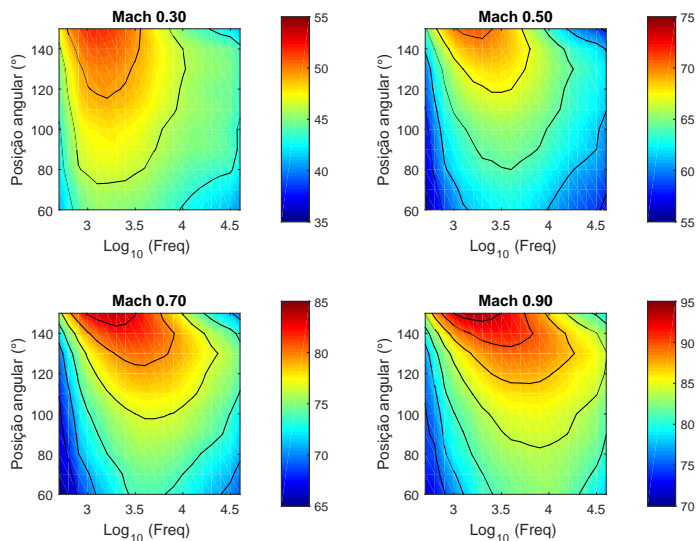


Figura 4.30 – Distribuição do NPS por posição angular e frequência (bocal SMC000).

Na condição de Mach acústico 0.30 os máximos valores de NPS encontram-se concentrados na faixa de frequência 10^3 a $10^{3.75}$ Hz entre as posições angulares de 90° a 150° . A faixa em frequência de valores máximos tende a se alongar para de 1000 Hz (10^3) a aproximadamente 18 kHz ($10^{4.25}$) em uma faixa angular mais estreita de 110° a 150° . Ou seja, a medida que o número de Mach aumenta os maiores valores de NPS ficam concentrados em faixas maiores de frequências e a discrepâncias entre os valores a jusante e a montante tornam-se maiores. A título de comparação os dados de Bridges et al. [1] foram manipulados e expostos de mesmo modo, a Figura 4.31 mostra essa distribuição do NPS por posição angular e frequência para os Mach 0.5, 0.7 e 0.9.

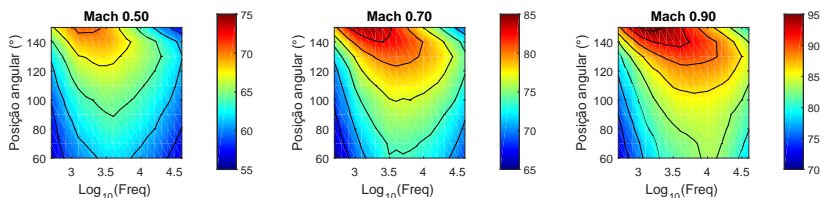


Figura 4.31 – Distribuição do NPS por posição angular e frequência (SMC000), dados coletados por Brown & Bridges [1].

Os padrões coletados por Bridges são bastante semelhantes aos coletados no LVA. A faixa de frequência em que os maiores valores de NPS são captados é também estendida, se compararmos as condições de Mach 0.5 a Mach 0.9 apresentada. Os níveis são praticamente os mesmo, como já indicado pela Figura 4.29. Outras características dos dados medidos serão analisadas na sequência.

4.2.3 NPS_{global} e velocidade

Na subseção anterior observou-se que o ruído captado em bandas de $\frac{1}{3}$ de oitava encontra-se dividido em parcelas desiguais pelas bandas de 500 Hz a 40 kHz. A análise por bandas é uma ferramenta eficiente, quando se está interessado em características ligadas as frequências que compõem o ruído. Entretanto, muitas vezes, para simplificar análises, deseja-se um número único que represente toda a medida. A obtenção desse valor pode ser realizada através da soma das pressões sonoras contidas nas bandas de frequências que descrevem o ruído medido. Esse único valor é chamado de NPS global, NPS total ou OASPL (*overall sound pressure level*).

Ter um único número que mensure todo o ruído captado torna mais imediata a comparação do ruído com a sua condição de ensaio. Por exemplo, a associação do NPS_{global} com a condição de velocidade do escoamento ou com a posição angular medida tem sido prática experimental recorrente para verificar se os níveis coletados estão de acordo com a literatura e com dados experimentais diversos [1, 5, 9, 18, 19]. O comportamento do NPS_{global} com o aumento da velocidade do escoamento e características dos ensaios dá informações importantes com respeito ao crescimento do ruído e permite a comparação com leis teóricas de previsão do ruído de jato.

A análise do NPS global irá considerar as sete condições medidas (Tabela 4.8) que tiveram seus espectros em bandas de $\frac{1}{3}$ de oitava apresentados na Figura 4.28. O NPS_{global} para uma dada velocidade e ângulo é calculado simplesmente somando o NPS de todas as bandas em $1/3$ de oitava, ou seja,

$$NPS_{global}(U_j, \theta) = 10 \log_{10} \left(\sum_{i=1}^n 10^{\frac{NPS(U_j, \theta, f_i)}{10}} \right). \quad (4.5)$$

A primeira análise que será realizada é com respeito ao comportamento do NPS_{global} com o número de Mach acústico (velocidade do escoamento). Essa análise será feita para as diferentes posições angulares, uma vez que de acordo com a posição angulares podemos ter comportamento diferentes. Como o NPS é a pressão sonora em escala logarítmica e procura-se uma relação entre a velocidade do escoamento (U_j) com o NPS, traçaremos o eixo das abscissas em forma logarítmica.

Em uma representação logarítmica, se a dependência da pressão sonora com a velocidade do escoamento for da forma

$$p(U_j, \theta)_{global} = bU_j^A, \quad (4.6)$$

isso irá aparecer na forma de retas em que

$$NPS(U_j, \theta)_{global} = A' \log_{10}(U_j) + \log_{10} b(\theta), \quad (4.7)$$

onde A' (2A) que pode ser medido através do coeficiente angular da reta resultante da representação gráfica e é em escala linear o expoente da velocidade que altera o crescimento da pressão sonora de forma não linear (se $A \neq 1$). $B(\theta) = \log_{10} b(\theta)$ por sua vez seria um fator linear de deslocamento das retas em representação logarítmica, mas em escala linear representa todos os valores (constantes ou variáveis com θ) que multiplicam a velocidade do escoamento. O resultado dessa representação gráfica de NPS_{global} (em escala dB, $10 \log_{10}$) por velocidade em escala logarítmica pode ser conferido na Figura 4.32. A fim de evitar poluição visual ao leitor e facilitar a análise na Figura 4.32 não são mostradas todas as posições angulares medidas, apenas os ângulos principais ($60^\circ, 90^\circ, 120^\circ$ e 150°).

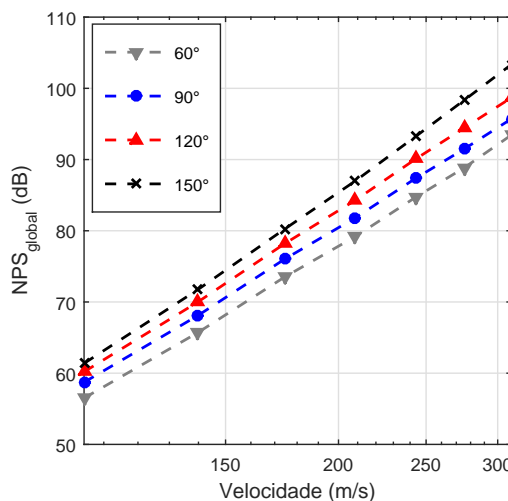


Figura 4.32 – Aumento do OASPL com a velocidade do escoamento para diferentes posições angulares.

Como esperado o nível de pressão sonora depende de $\log_{10} U_j$ de forma linear, o que indica que a pressão sonora é dependente de U_j de forma não linear [4]. Os níveis de pressão sonora globais medidos na bancada do LVA indicam que há um crescimento diferente do nível da pressão sonora com a velocidade em diferentes posições angulares. A exemplo, visualmente a inclinação da reta que descreve os dados da posição angular de 150° é superior a que descreve os dados na posição angular 60°.

Para uma comparação de quanto as retas destoam entre si utiliza-se o primeiro ponto medido, para cada posição angular, e a partir deste traça-se uma reta de coeficiente angular oito. Essa análise nos permite observar em quanto os dados medidos se distanciam de uma inclinação de crescimento com a oitava potência da velocidade. A Figura 4.33 apresenta essa comparação.

A Figura 4.33 permite observar que os níveis de pressão sonora globais estão alinhados com desvios menores que 1 dB com uma tendência de oitava potência até a condição de Mach 0.5 (≈ 174 m/s) para todas as posições angulares. A partir dessa velocidade os dados e as retas começam a divergir com desvios superiores a 1 dB. A posição angular de 150° tem diferenças entre a tendência de oitava potência de aproximadamente 5 dB na condição de Mach 0.9 (≈ 310 m/s).

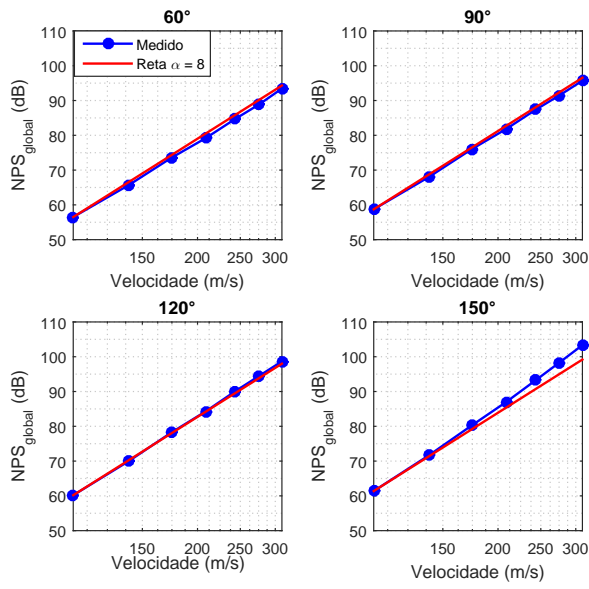


Figura 4.33 – Aumento do OASPL com o número de Mach e comparação com reta de coeficiente angular oito

Para traçar a tendência real dos dados experimentais coletados utiliza-se do método dos mínimos quadrados (MMQ). O método permite determinar uma reta que melhor ajusta a tendência dos dados, através dos desvios encontrados entre os dados experimentais. Dessa forma, a dispersão dos valores em torno da reta traçada assumem a menor diferença possível entre reta e dados experimentais coletados. Aplicando o MMQ em todos os dados coletados determina-se os fatores A' e B. A tabela 4.9 apresenta os coeficiente angulares (A') e linear (B) calculados para as posições angulares (θ) principais.

Tabela 4.9 – Coeficientes de ajuste linear do NPS_{global} .

θ	A'	B
60°	7.8	-10.1
90°	7.8	-10.0
120°	8.2	-10.5
150°	8.9	-11.9

Os resultados mostram que o coeficiente angular dos dados variam de acordo com a posição angular. A Figura 4.34 traz uma representação gráfica da forma da variação do expoente com o posicionamento angular para a faixa de frequência da coleta dos dados. O coeficiente linear também varia de acordo a posição angular, entretanto abaixo da posição angular de 120° os coeficiente angulares e lineares não possuem diferenças consideráveis entre si.

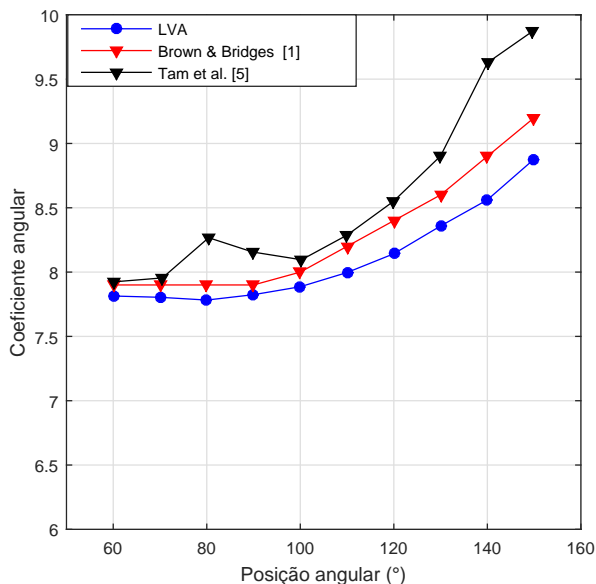


Figura 4.34 – Coeficiente angular por posição angular.

A análise da Figura 4.34 nos mostra que os os níveis de pressão sonora escalam com a velocidade em torno de 7.8 a 8 para as posições angulares abaixo de 120° . A partir desse ângulo o NPS global cresce de forma mais rápida com a velocidade chegando próximo a nona potência da velocidade. Tam [5], Ahuja [19] também observaram a discrepância entre as taxas de crescimento do valor do NPS_{global} com as posições angulares. Entretanto os comportamentos de curvas visualizados por Tam e os retirados no *rig* de jato do LVA são diferentes. Um dos possíveis motivos para tal descaminho é que Tam mede o coeficiente angular das retas em faixa de velocidades que chega a regimes supersônicos. Os dados coletados no LVA encontram menos que 0.5 de diferenças com os dados coletados por Bridges et al. [32] na mesma faixa de frequência.

Uma rápida análise da Equação 2.16 no Capítulo 2, mostra que pode-se reescrever a mesma da seguinte forma $W = bU_j^A$ e separá-la em uma parte variável com a velocidade do escoamento e uma segunda dependente das condições do teste e bocal ensaiado. Isso é feito através da aplicação da função logarítmica, de forma análoga ao que foi feito anteriormente. Assim podemos escrever o nível de potência sonora previsto por Lighthill, com referência de 10^{-12} , da seguinte forma

$$NWS(U_j) = 10 \log_{10} U_j^8 + 10 \log_{10} \frac{d_j^2 K \rho_\infty}{10^{-12} c_\infty^5}. \quad (4.8)$$

Assume-se que não há variações de temperatura e densidade do ar de forma significativa durante um mesmo teste. Assume-se também que o coeficiente de potência acústica (K) não possua variações consideráveis no regime subsônico. Se os testes são realizados com um mesmo bocal o diâmetro associado também não varia, dessa forma temos que d_j , K , ρ_∞ e c_∞ são constantes para uma condição de teste. O que indica

$$\frac{NWS(U_j)}{10} = 8 \log_{10} U_j + B, \quad (4.9)$$

onde B engloba todos os demais parâmetros tidos como constantes para uma condição de teste. Em uma representação gráfica da velocidade por potência sonora irradiada teria-se uma reta com coeficiente angular 8. A potência sonora pode ser convertida em pressão utilizando a seguinte modelagem (que assume fonte pontual)

$$NPS = NWS + 10 \log_{10} \frac{Q(\theta, U_j)}{4\pi r^2}, \quad (4.10)$$

sabendo que Q é um fator de direcionalidade e demais efeitos [10].

Em princípio já imagina-se que o ruído de jato tenha uma direcionalidade característica, pelas medidas de espectros sonoros (ver Figura 4.26). Entretanto, para admitir a equação de Lighthill em sua primeira forma [4] supõem-se que a potência sonora possa ser convertida em pressão apenas por um fator constante, ou seja considera-se $Q(\theta, U_j) = 1$ e analisa-se este resultado. Isto indicará se há a necessidade de um fator de direcionalidade na Equação 2.15 em função da posição angular, já previsto pela análise experimental dos dados.

A distância do centro do bocal a todas as demais posições angulares é uma constante de $42D_e$ o que fornece um fator de -17.57 dB. Os dados entretanto foram transladados a $100D_e$ para comparação com os dados publicados por [1] e isso faz com que o fator de conversão de

potência a pressão sonora seja de $10 * \log_{10} \frac{1}{4\pi r^2} \rightarrow -25.11$ dB. Sendo assim, tem-se todas as variáveis necessária para a estimativa da pressão sonora com base na potência sonora de Lighthill. O caminho de cálculo se baseia em calcular o $NWS(U_j)$ a partir da Equação 4.8 e na sequência calcular o $NPS(U_j)$ através da Equação 4.10, admitindo $Q(\theta, U_j) = 1$ uma vez que a primeira equação de Lighthill não possui fator dependente de θ . O resultado da comparação entre os níveis de pressão estimados a partir da lei da oitava potência de Lighthill são comparados com o NPS_{global} medido na Figura 4.35.

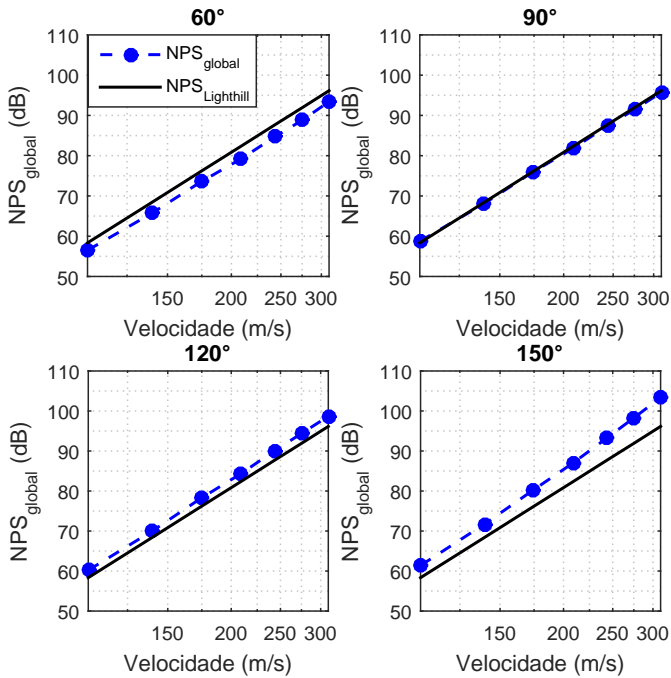


Figura 4.35 – Estimativa da pressão sonora através da lei de Lighthill e níveis medidos.

Pode-se notar que a estimativa da pressão sonora irradiada a partir da lei de Lighthill, sem nenhuma correção, consegue prever os níveis com erros menores que 3 dB até a posição angular de 120°. Em especial, a posição angular de 90° encontra divergências menores que 0.5 dB entre a estimativa do ruído e os dados medidos. Na posição

angular de 150° há discrepâncias relevantes entre a previsão da lei e os níveis medidos, chegando a 8 dB em altas velocidades. Além disso a tendência de dados medidos tem uma taxa de crescimento maior, ver Figura 4.34, que a prevista pela lei da oitava potência.

Um problema encontrado na lei de Lighthill sem nenhuma correção é que os níveis de pressão sonora são fixos independente da posição angular e a previsão é que os níveis de pressão sonora (independente da posição angular) escalem com a oitava potência da velocidade. Isso faz com que a lei fique acima do esperado para ângulos menores que 90° e abaixo do esperado para ângulos superiores a 90° . Os fatores de correção devido a efeitos convectivos foram vistos no Capítulo 2 e são dados pelas Equações (2.17) e (2.18).

Esses fatores de correções foram inseridos pensando na convectividades das estruturas turbulentas pelo escoamento que induzem um padrão de radiação sonora dependente da posição angular. Essa correção foi feita através do número de Mach convectivo, que pode ser definido como sendo

$$M_c = \frac{0.5U_j}{c_\infty} \quad (4.11)$$

e a quantidade $\alpha = 0.55$ [18]. Pode-se notar que os fatores não só são capazes de alterar os níveis de pressão sonora como também modificar a dependência da pressão sonora com a velocidade do escoamento, uma vez que o fator de correção é multiplicado pela lei e possui termos de U_j . Uma comparação entre as leis corrigidas, lei original e dados medidos é apresentada na Figura 4.36, para certificar que os níveis coletados estavam de acordo com o previsto pela literatura, uma vez que grandes desvios foram encontrados com a lei sem nenhuma correção.

Ambas as leis corrigidas tem um melhor ajuste com as curvas medidas em comparação à lei de Lighthill sem nenhuma correção. A lei corrigida por Lighthill e Ribner diferem entre si para as mais altas velocidades do escoamento, sendo que a lei de Lighthill com fator de correção de Ribner é a que melhor se aproxima dos dados medidos. A lei da oitava potência com fator de correção de Ribner não diverge em mais de 2 dB com os dados medidos para nenhuma posição angular e velocidade de escoamento.

A posição angular de 90° continua sendo a que melhor se ajusta as curvas, uma vez que os fatores de correções tendem a 0 nessa posição angular e a lei de Lighthill sozinha já é capaz de prever seus níveis com erros menores que 0.5 dB. Dessa forma, para a posição angular de 90° de fato $Q(90^\circ, M) = 1$ e isso torna, em geral, a posição angular de 90° como referência de direcionalidade do ruído [9], uma vez $Q(90^\circ, M) =$

$$1 \rightarrow DI_\theta = 0.$$

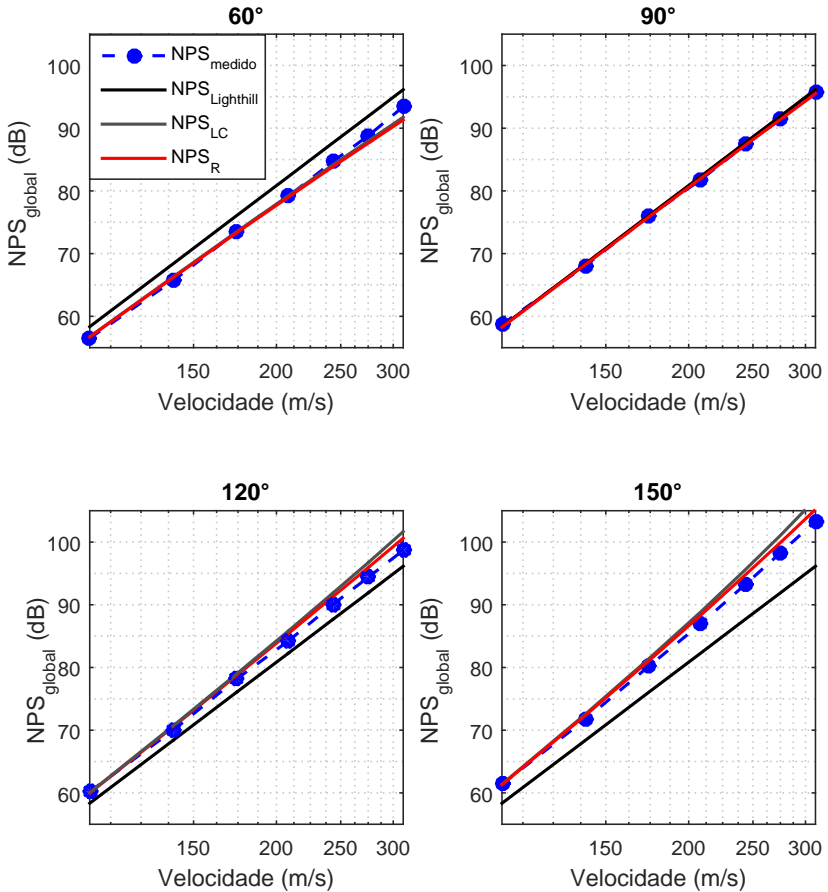


Figura 4.36 – Comparação entre curvas analíticas de $NPS \times U_j$ e dados medidos.

A posição de 150° que antes encontrava cerca de 8 dB de divergência com a lei sem correção de efeitos convectivos, agora encontra desvios de no máximo 3.5 dB com a Lei corrigida por Lighthill e aproximadamente 2 dB para a correção proposta por Ribner. Desvios entre curvas analíticas e resultados experimentais sempre irão existir seja devido a variabilidade dos experimentos ou por erros. Com essas últimas comparações de resultados analíticos e experimentais acredita-se que

os dados coletados estão de acordo com o esperado por teorias de ruído de jato em divergências inferiores a 2 dB.

4.2.4 NPS_{global} e posições angulares (Direcionalidade)

Os dados apresentados nas duas subseções anteriores induzem a ideia de uma diretividade sonora do jato, uma vez que a pressão sonora coletada a jusante e a montante possuem diferenças significativas. Pode-se verificar a direcionalidade de uma fonte sonora através de medidas de pressão sonora [2] e através de uma medição de potência sonora [20] que irão levar ao cálculo da diretividade DI_θ ($DI_\theta = 10 \log_{10} Q(\theta, U_j)$) através da Equação 4.10. A ISO 3745 descreve um procedimento de determinação de potência sonora com base em níveis de pressão sonora para câmaras semi-anecoicas.

Na prática a determinação da potência sonora da fonte envolve a disposição de transdutores de pressão ao redor de toda a fonte sonora em uma mesma distância radial, cobrindo regiões diferentes. A localização radial igualitária dos microfones (ver Figura 4.8), pensadas para outras análises, são o arranjo experimental ideal para medidas desse tipo. Entretanto, não é possível atualmente no *rig* do LVA fazer medidas que cubram toda a extensão angular de 0° a 180° , uma vez que dispor um microfone a 180° nas distâncias atuais possíveis significa colocar o microfone dentro do escoamento. Testes foram feitos e nem mesmo o uso de *wind screen* foi capaz de livrar as medições das movimentações fluidodinâmicas do jato de ar.

Os níveis de pressão sonora globais, ou por banda de frequências, em função das posições angulares em mesma distância radial são uma forma de analisarmos traços de direcionalidade. Em princípio analisa-se o NPS_{global} e sua variação com a posição angular, através da Equação 4.5, para as condições de Mach acústico 0.3, 0.5, 0.7 e 0.9 que estão expostas na tabela 4.8 e associa-se esse valor a cada uma das dez posições angulares. O resultado dessa primeira análise pode ser vista na Figura 4.37.

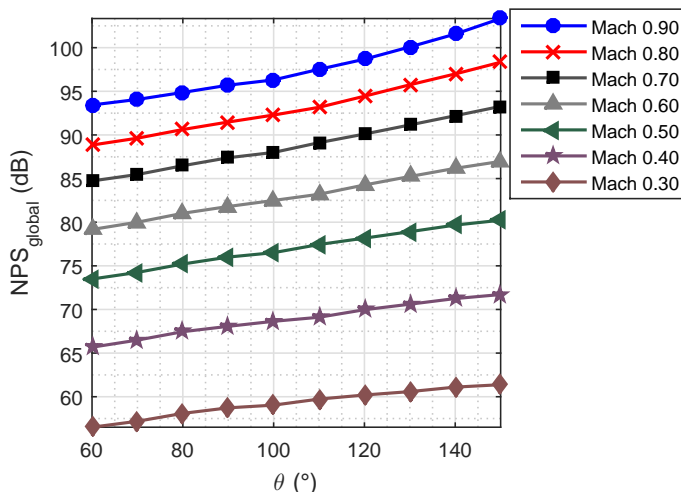


Figura 4.37 – NPS_{global} por posição angular em diferentes número de Mach.

A análise mais rápida da Figura 4.37 já nos mostra que a fonte sonora não possui característica de direcionalidade omnidirecional, uma vez que níveis de pressão sonora globais diferentes são captados em posição angulares distintas para o mesma distância radial. O nível pressão sonora global tende sempre a aumentar com a posição angular, indicando assim uma preferência de radiação sonora a jusante. Existem diferenças com respeito a taxa de crescimento das curvas, que podem ser observadas através do NPS_{global} entre as posição de 60° e 150° . Um exemplo é que para a condição de Mach 0.3 a diferença de NPS_{global} entre essas duas posições angulares está em aproximadamente 5 dB e para a condição de Mach 0.9 a diferença entre as duas posições está em torno de 10 dB.

As curvas apresentam características distintas entre si, suas formas vão de uma concavidade negativa (Mach 0.30) a uma concavidade positiva (Mach 0.90). As quatro primeiras posições angulares têm uma ascensão constante independente do número do Mach. A diferença entre a posição angular de 60° e 90° é de aproximadamente 2.5 dB para qualquer condição de Mach medida. A partir da posição angular as taxas de crescimento das curvas dependem do número Mach, para Mach 0.30 a preferência da fonte sonora em irradiar a jusante é inferior a condição de Mach 0.9.

Com base nas diferenças de NPS_{global} entre as posições angu-

lares, pode-se notar que a direcionalidade do ruído torna-se cada vez maior com o aumento do número de Mach. Esse efeito já era esperado, uma vez que quanto maior a velocidade do escoamento os efeitos convectivos tornam-se mais pronunciados [9], como mostram as Equações 2.18 e 2.19.

A título de comparação utilizou-se novamente os dados de Brown & Bridges [1], para o cálculo foram considerados a mesma faixa de frequência. Comparou-se as condições de Mach 0.4, a 0.9 com intervalo de 0.1 em NPS_{global} com os dados medidos no LVA. A Figura 4.38 mostra esta comparação.

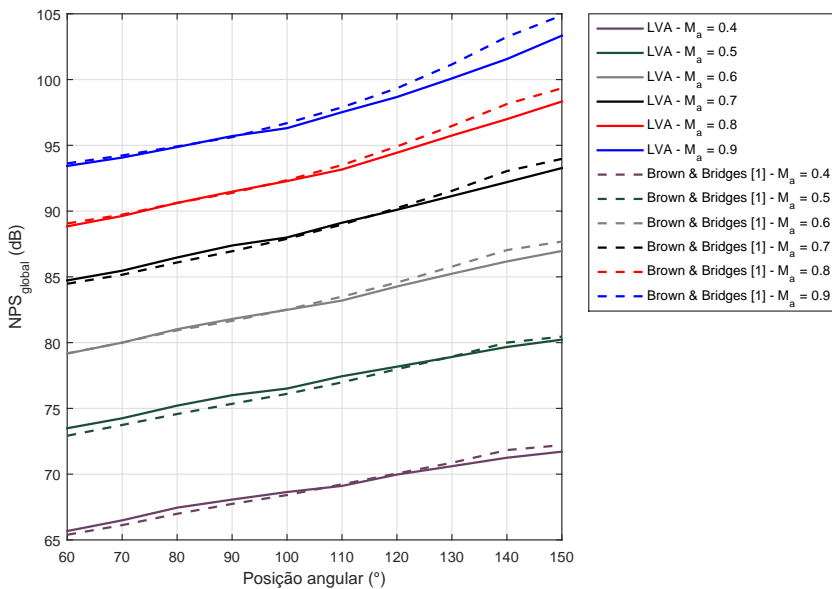


Figura 4.38 – Comparação entre dados experimentais do NPS_{global} por posição angular em diferentes número de Mach.

Os valores globais apresentados na Figura 4.38 não divergem entre si em mais de 1.5 dB. O caso mais crítico de divergência é encontrado novamente para a posição angular de 150° e Mach 0.9, onde a diretividade fica mais acentuada e erros de posicionamentos angular dos microfones podem influenciar. Até a condição de Mach 0.7 as divergências são menores que 1 dB.

Uma característica que se pode notar na Figura 4.35 é que a posição angular de 90° não necessita de correções de grandes valores

para ter seus níveis adequados a lei de Lighthill. Essa característica está de acordo com os fatores corretivos, uma vez que quando $\theta \rightarrow 90^\circ$ C_{LC} e $C_R \rightarrow 1$. A posição angular de 90° , além de ser uma posição angular central, é a menos influenciada por efeitos de refração e convecção do ruído [9] e por esses motivos é, em geral, escolhida como referência para marcação de direcionalidade do ruído de jato. A Figura 4.39 mostra a direcionalidade global do jato tendo como base a posição angular de 90° .

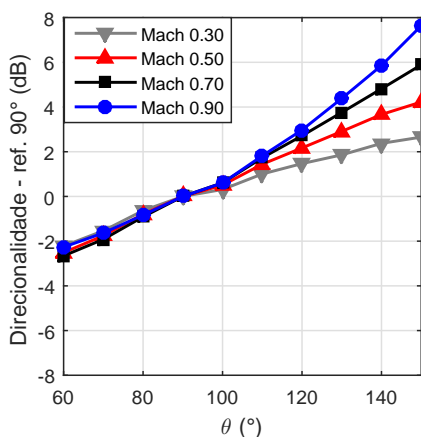


Figura 4.39 – Direcionalidade global com referência no NPS a 90° .

Para os ângulos a montante a direcionalidade global do jato não se altera de forma significativa de uma condição de Mach acústico a outra, todas as curvas medidas indicam uma direcionalidade muito próxima independente da condição. Para ângulos a jusante, a direcionalidade aumenta em torno de 2 dB a cada aumento de 0.2 do número de Mach acústico. O ângulo de 150° é o pico da direcionalidade global para o bocal SMC000 para todas as condições de Mach acústico. O pico de máxima pressão sonora captada na posição angular de 150° a 160° para bocais lisos já foi verificado também por [1, 5].

Pode-se fazer a análise de diretividade por bandas de frequências, de forma análoga, toma-se como referência a posição angular de 90° . A análise por banda permite observar se existem frequências diretas e qual a sua contribuição nos valores de NPS captados. A Figura 4.40 apresenta os resultados para as quatro diferentes condições de Mach também analisados de forma global.

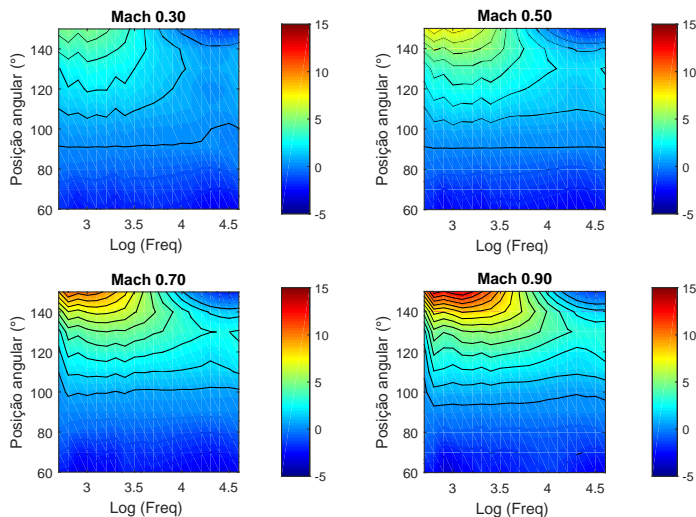


Figura 4.40 – Direcionalidade por frequência com referência no NPS a 90°.

A título de comparação os dados de Bridges também são apresentados com referência no transdutor de 90°. A Figura 4.41 apresenta estes dados. Não são percebidas novamente discrepâncias maiores que 1.5 dB entre os dados de Bridges e os dados coletados no LVA, estão os dados novamente em acordo.

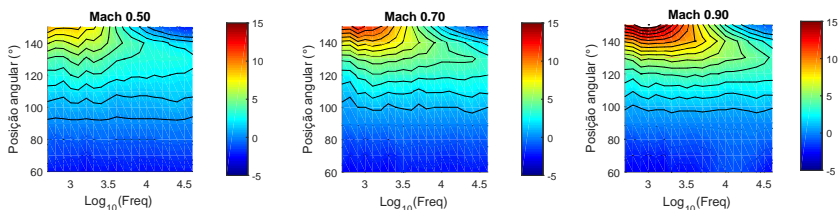


Figura 4.41 – Dados coletados por Brown & Bridges [1]. Direcionalidade por frequência com referência no NPS a 90°.

O estudo da direcionalidade sonora do jato fecha o levantamento de características deste ruído para comparação. Desta forma, um pequeno estudo de como geometrias diferentes de bocais podem afetar o ruído será feito na próxima subseção.

4.2.5 Comparação acústica entre bocais SMC000 e SMC006

Nessa seção compararemos acusticamente o ruído de um jato de ar despejado por um bocal liso (SMC000) e por um bocal serrilhado (SMC006). Os serrilhados (*chevrons*) são recortes feitos na saída do bocal de forma levemente intrusiva que alteram a fluidodinâmica e por consequência o ruído irradiado. O bocal SMC006 possui basicamente duas posições principais, a posição de pico e posição de vale. A posição de pico do bocal seria a posição de maior comprimento do recorte e a posição de vale a de menor.

As posições de pico e vale apresentam características fluidodinâmicas bastante diferentes [21] o que induz a se pensar que o ruído captado também possui diferenças dependendo da posição medida. Dessa forma, antes mesmo de comparar os níveis de ruído captados com um bocal liso, avalia-se a possível diferença entre medidas de pressão sonora em diferentes posições. Como não deseja-se trocar o arco de microfones de posição, decidiu-se pela estratégia de girar o bocal. A primeira medição realizada possui posição de vale alinhada com os dez microfones (que estão em mesmo plano) e por fim gira-se o bocal para que a posição de pico fique alinhada com o plano dos microfones.

Tabela 4.10 – Condições de ensaio para o bocal SMC006.

Mach acústico	$\frac{T_i}{T_\infty}$	HR(%)
0.30	0.97	73
0.50	0.94	72
0.70	0.89	71
0.90	0.83	70

O NPS global é captado em todas as posições angulares para ambas as condições (pico e vale) na condição intermediária de Mach 0.50. As medidas para cada condição são realizadas cinco vezes, cada uma das medidas é corrigida pelas condições atmosféricas dos testes e então uma média das cinco medidas para cada condição é feita e, por fim, atribui-se o valor médio ao NPS_{global} . As condições médias dos ensaios estão expostas na Tabela 4.10. Na sequência realiza-se a diferença do NPS_{global} entre as duas campanhas e retira-se o valor absoluto, a fim de analisar a diferença efetiva entre as duas condições de teste. As diferenças entre níveis de pressão sonora são menores que 0.3 dB para todas as posições angulares. Dessa forma não se pode afirmar que há diferenças acústicas significativas entre medir uma posição de

pico ou vale. Pode-se dar sequência ao estudo de comparação entre o bocal SMC000 e o SMC006 sem a preocupação de posicionamento de pico e vale em relação ao plano de medida.

A primeira comparação que é feita entre os bocais é com respeito ao seu espectro em banda de $\frac{1}{3}$ de oitava para diferentes condições de Mach e posições angulares. O bocal SMC000 já teve seus resultados comparados com a literatura e encontra-se de acordo com o esperado, dessa forma comparações entre o bocal SMC006 e literatura não serão realizados, uma vez que a bancada como um todo já encontra-se validada. A comparação entre os bocais é apresentada na Figura 4.42.

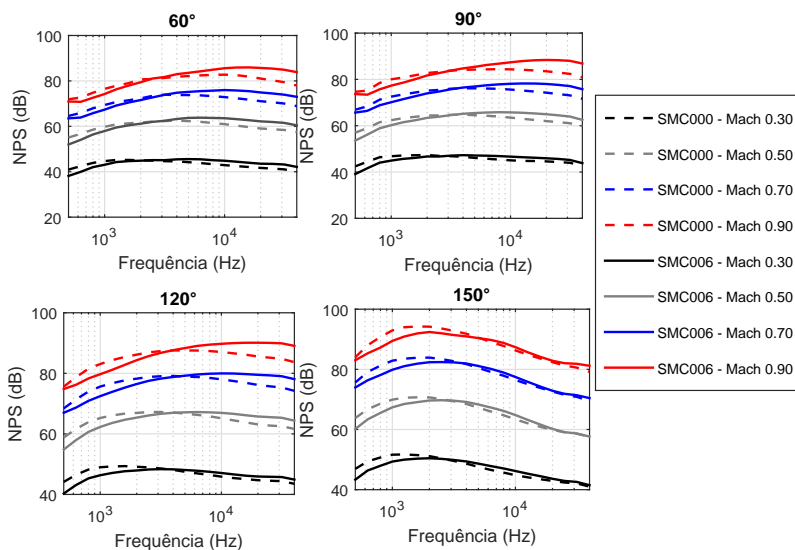


Figura 4.42 – Comparação espectral em bandas de um terço de oitava para bocais SMC000 e SMC006.

As curvas do bocal SMC006 também são deslocadas a frequências superiores à medida que o número de Mach é incrementado, entretanto o deslocamento da frequência de pico com o número de Mach para o bocal SMC006 é mais rápido comparativamente com o bocal SMC000. Isso faz com que as curvas sempre se cruzem em frequências diferentes e superiores a condição de Mach anteriores, para uma mesma posição angular.

A comparação entre os espectros nos permite observar que o bo-

cal SMC006 é capaz de aumentar o conteúdo de energia sonora contida nas altas frequências e causar uma diminuição da pressão sonora nas baixas frequências. Para comparar a distribuição espacial de pressão sonora apresenta-se os dados pela posição angular, frequência e NPS para uma determinada condição de Mach. A mesma escala utilizada na Figura 4.30 foi utilizada na Figura 4.43 para facilitar a comparação entre os bocais.

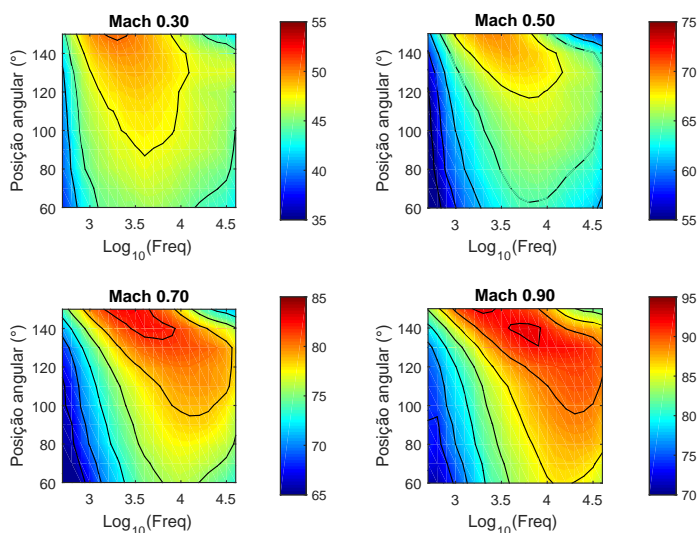


Figura 4.43 – Distribuição angular do NPS por frequência e número de Mach para o bocal SMC006 e diferentes números de Mach.

O bocal SMC006 aumenta o ruído alta frequência em todas as posições angulares comparativamente com o bocal SMC000, entretanto o máximo valor coletado em todas as posições angulares para todas as bandas de frequência é inferior ao coletado pelo bocal SMC000. O pico de pressão sonora é também deslocado da posição de 150° do bocal SMC000 para uma posição próxima a 140° no SMC006.

Essa característica de aumentar o ruído em alta frequência em detrimento do ruído de baixa frequência faz com o que o SMC006 tenha uma utilidade prática muito interessante para a indústria aeronáutica. O ruído de alta frequência é dissipado pela atmosfera de forma mais

eficiente que o ruído de baixa frequência, tornando o ruído menos perceptível ao observador. Dessa forma a utilização de *chevrons* é capaz de diminuir o ruído associado tendo como apoio a própria dissipação sonora pela atmosfera. Obviamente que essa a atenuação só é de fato efetiva para diminuição dos níveis quando grandes distâncias entre fonte e observador estão envolvidas.

5 INCERTEZAS E REPETIBILIDADE

As incertezas são um aspecto relevante de qualquer medição, uma vez que estabelecem uma faixa de valores em que podemos confiar no valor mensurado. Diante dessa preocupação este capítulo é dedicado à avaliação de incertezas e repetibilidades das medições no *rig* de jato do LVA. O objetivo principal é estimar a incerteza associada a uma única medição de ruído com base nas incertezas dos sensores envolvidos e conhecimento do sistema de aquisição de dados. Por último, busca-se também fazer uma análise da repetibilidade dos ensaios para diferentes condições de velocidade média do escoamento.

5.1 Incertezas

Na bancada de jato do LVA há um grande número de sensores e equipamentos envolvidos de forma direta e indireta em uma simples medição de ruído. Existem alguns sensores de pressão e temperatura para controle da velocidade do escoamento. Há sensores para avaliação da condição de temperatura e umidade da atmosfera em que o jato de ar é despejado. E, por fim, existem microfones para a captação do ruído. Quando um desses sensores realiza uma coleta de dados, encontramos um valor associado ao parâmetro medido. O resultado da medição não deve ser tomado como sendo o valor verdadeiro do mensurado, uma vez que não existe instrumento de aferição absoluto. Sendo assim, toda medição realizada é acompanhada de uma incerteza.

A incerteza pode ser mais precisamente definida como o parâmetro que caracteriza a dispersão dos valores que podem ser atribuídos ao mensurado [11]. Pode-se então afirmar que ao realizar uma medição o valor aferido é um número que está contido em uma faixa de valores. É válido lembrar que o fato de haver uma faixa de valores em que se pode afirmar a existência do valor aferido não é um erro e sim consequência natural da realização de qualquer medição. Existem diversas maneiras de quantificar incertezas, como por exemplo através da incerteza padrão, expandida e de intervalos de confianças [11]. É bastante comum expressar incertezas através de um desvio padrão. Quando a incerteza é expressa nessa forma a denominamos como incerteza padrão.

Os equipamentos comercializados em geral apresentam incerteza associada nas especificações técnicas, que são obtidas em laboratórios devidamente certificados. Se a medida de interesse se concentra de

forma direta no que foi mensurado pelo sensor, podemos expressar o valor medido seguido de \pm o valor da incerteza do instrumento de medição. Em termos matemáticos se a medida de interesse f é dependente de apenas uma variável aleatória x e o valor mensurado foi de $f(x) = X$ com incerteza conhecida de σ , expressamos a medida como sendo $X \pm \sigma$.

Na bancada de jato tem-se basicamente seis diferentes aferições envolvidas em uma única medição de ruído. Há a necessidade de se medir a temperatura e a pressão tanto na câmara anecoica quanto no *plenum* para um controle de velocidade do escoamento; mede-se a umidade relativa na câmara para correção de atenuações atmosféricas em um pós processamento; e, obviamente, a pressão sonora, totalizando assim seis medições diferentes e, por consequência, seis incertezas. As incertezas associadas a cada um desses sensores, segundo dados fornecidos pelos fabricantes, são apresentadas na Tabela 5.1.

Tabela 5.1 – Especificação e incerteza dos sensores envolvidos em uma medição de ruído

Sensor	Modelo	Faixa de operação	Incerteza
(P_∞)	Kimo CP 116	80.0 a 110.0 kPa e 0 a 50 °C	± 0.3 kPa
(P_p)	Burket TP 8311	0 a 2000 kPa e 0 a 70 °C	1% da P_p máx. configurada
(P_s)	G.R.A.S. 46BES1	30 dB(A) a 160 dB 10 Hz a 100 kHz -30 a 60 °C	± 0.26 dB
(T_∞)	Kimo TH 110	0.0 a 50 °C	± 0.3 °C
(T_p)	Burket TP 8400	0.0 a 80 °C	± 0.5 °C
(HR)	Kimo TH 110	5.0 a 95.0 % 15 °C a 25 °C	± 1.8 %HR

Para o caso de P_p , consideramos que as pressões máximas configuradas nos sensores são as apresentadas na Tabela 5.2. Essas configurações são comumente chamadas de fundo de escala do sensor de pressão localizado no *plenum*. Como a incerteza associada ao sensor é 1% da pressão configurada sempre utiliza-se uma pressão que não seja abaixo de um possível valor de pressão a ser coletado, mas que seja a menor possível. Isso é feito a fim de reduzir a incerteza associada ao sensor e assim conseguir medidas com menores flutuações de veloci-

dade. Os valores utilizados como fundo de escala no sensor de pressão do plenum são indicados na Tabela 5.2.

Tabela 5.2 – Fundo de escala configuradas por condição de teste

M_a	Fundo de Escala
0.300	0.10 bar
0.500	0.26 bar
0.700	0.60 bar
0.900	1.00 bar

No caso de uma medida de ruído, todos os sensores apresentados na Tabela 5.1 estão envolvidos no dado aferido de alguma forma. Se uma medida é coletada, deve-se estimar sua incerteza com base nas incertezas dos instrumentos na aferição. Para começar a avaliação da incerteza associada a uma coleta de ruído, a primeira consideração que deve-se fazer é que essa medida não é dependente de um único sensor, na verdade em sua forma final $NPS = NPS(P_\infty, P_p, P_s, T_\infty, T_p, HR)$. Uma segunda consideração é que o ruído é captado por um sistema de aquisição de dados, que possui uma resposta dependente da frequência. Dessa forma, todo ruído coletado que passa pelo sistema conterà em sua forma espectral os desvios característicos.

Para contabilizar as incertezas, separam-se estas em dois grupos: as associadas diretamente ao fenômeno físico e as que advêm de outros processos. No caso do ruído de jato, algumas incertezas estão ligadas diretamente ao controle da velocidade do escoamento que é um dos parâmetros que caracteriza o fenômeno físico de interesse. Outras incertezas envolvidas no processo de medição são independentes da condição de Mach acústico e são incluídas em partes distintas do processo de medição. Pode-se citar neste processo o erro devido à função em resposta em frequência do sistema de aquisição de dados, a calibração e coleta da pressão sonora pelos microfones e a correção devido a atenuação atmosférica.

O sistema de aquisição possui uma curva característica em função da frequência medida na coleta de dados independente da fonte sonora a ser medida. A calibração e resposta em frequência do microfone afetarão toda medição a ser realizada e são independentes do ruído gerado pela velocidade do escoamento. A atenuação atmosférica é uma correção aplicada em um pós-processamento de dados e é também independente da fonte sonora de interesse, uma vez que suas variáveis de entrada são apenas temperatura e umidade relativa da atmosfera em

que a fonte está inserida. Ou seja, essas incertezas podem ser contabilizadas de forma independente e somadas diretamente para obtenção da incerteza total do ruído de jato coletado.

Por último, temos um grupo de sensores que operam em conjunto e geram uma única incerteza no ruído captado, devido às suas próprias incertezas. Esse conjunto é composto pelos sensores de controle, que são responsáveis por coletar as variáveis utilizadas para a administração da velocidade do escoamento. O controle dessa velocidade é feito de forma temporal e, sendo assim, existem flutuações em torno de uma condição média de velocidade do escoamento. Esses desvios de velocidade também geram uma incerteza no ruído captado.

Tendo separado em grupos as incertezas e justificado suas independências podemos quantificar a incerteza total como sendo a soma de todas essas, conforme metodologia apresentada em [1]. Temos então a incerteza devido à calibração e medição em toda a faixa espectral σ_{Cal} , a incerteza devido ao pós processamento da atenuação atmosférica σ_{Atm} , e o erro admitido por faixa de frequência do sistema de aquisição σ_{Aqui} . Essas são incertezas independentes do fenômeno físico a ser medido. Um segundo grupo são as incertezas relacionadas a velocidade do escoamento, oriundas da aferição dos parâmetros de controle (σ_{Cont}) e devido à variação da velocidade do escoamento pela atuação temporal do controle (σ_{Vel}). A soma que compõe a incerteza estimada do ruído captado σ_{NPS} pode ser matematicamente escrita como:

$$\sigma_{NPS} = \sigma_{Cal} + \sigma_{Atm} + \sigma_{Aqui} + \sigma_{Cont} + \sigma_{Vel}. \quad (5.1)$$

Embora essas incertezas sejam independentes entre si, não necessariamente elas estão biunivocamente associadas à incerteza de um único sensor. Por exemplo, a incerteza devido à atenuação atmosférica é independente de toda a cadeia, entretanto é dependente da incerteza dos sensores de temperatura e umidade relativa da câmara. No caso de incertezas que só tenham uma única variável de dependência podemos associá-la de forma direta com a incerteza fornecida pelo fabricante.

A incerteza σ_{Cal} é fornecida pelo fabricante e é de ± 0.26 dB, conforme a Tabela 5.1. Trata-se do caso mais simples de propagação, uma vez que σ_{Cal} é dependente apenas do conjunto calibrador e transdutor de pressão, que possuem incertezas independentes. Especificamente, essa incerteza é a soma da incerteza devido a calibração, de ± 0.20 dB, e a de medição em todo o espectro de frequência de, ± 0.06 dB. Já o sistema de aquisição possui uma resposta média plana em baixas frequências; entretanto, nas mais altas frequências captadas o

desvio em relação à condição plana chega a 0.3 dB. Para esses dois casos, já temos então os desvios admitidos para a estimativa da incerteza global no ruído captado.

Quando a incerteza desejada é dependente de outras incertezas, mas todas essas grandezas são não correlacionadas entre si, podemos propagá-la utilizando a regra de propagação de incerteza combinadas [11], definida como

$$\sigma_f^2(x_i) = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 \sigma_{x_i}^2, \quad (5.2)$$

onde f é a função que relaciona as variáveis envolvidas x_i e σ_{x_i} é a incerteza associada a variável.

Fica implícito na equação 5.2 que devemos ter uma função conhecida que, relacione as variáveis envolvidas e o valor procurado. e que sua primeira derivada seja continua no intervalo de aplicação. Apenas termos de primeira ordem são considerados nessa estimativa. Pode-se notar que a incerteza é uma função das variáveis de entrada, sendo assim, para cada medida tem-se uma incerteza associada. Para ser mais geral trabalha-se com as condições típicas de operação sendo as variáveis de entrada da função de erro.

As condições atmosféricas típicas, no interior da câmara anecoica estão entre 60 e 75 % de umidade relativa e 15 e 30 °C de temperatura. Já as razões típicas de pressão e temperatura entre as condições de estagnação do fluido e ponto de controle devem se manter estáveis com pouco desvio, para que o Mach acústico seja bem controlado. As medições são realizadas a 2.10 m em distância radial do centro do bocal entre as frequências de 400 Hz a 50 kHz, o que nos permite avaliar o ruído entre as bandas de 1/3 de oitava de 500 Hz a 40 kHz. Sendo assim, inicia-se a propagação das incertezas combinadas tendo em mente que a estimativa é válida nessas condições de operação e medição. Incertezas fora desses padrões podem ser calculadas de forma análoga ao que será apresentado.

O processamento da atenuação atmosférica é feito conforme a ARP 866 [8] e é dependente da temperatura e umidade relativa da atmosfera encontrada no interior da câmara anecoica onde o jato de ar é despejado. Conforme procedimento da ARP a atenuação é calculada por bandas de frequências de 1/3 de oitava. O procedimento de cálculo deixa explícita a dependência da atenuação atmosférica, em dB, e sua relação com as variáveis envolvidas (T_∞, HR). Com essa relação, estima-se que a incerteza devido a atenuação atmosférica não deva ul-

trapassar ± 0.05 dB para as bandas de 25 a 40 kHz e deve ser menor que ± 0.01 dB para as bandas audíveis. Este valor foi obtido utilizando as condições de umidade e temperatura típicas especificadas.

A incerteza devido ao controle (σ_{Cont}) é está associada a estimativa do número de Mach acústico a partir das variáveis de controle, determinado pela relação isentrópica de pressão e temperatura. Uma vez que ele é parâmetro de controle da velocidade do jato e por ser a variável de maior importância para caracterizar uma condição de ensaio, sua incerteza associada será também determinada. Aplicando a propagação de incerteza combinada dada pela Equação 5.2 à Equação 3.6, pode-se estimar a incerteza do Mach acústico devido aos sensores. Razões de pressão e temperatura correspondentes aos Mach 0.3, 0.5, 0.7 e 0.9 foram testadas para condições típicas de ensaios acústicos. A incerteza devido à coleta de dados por esses quatro sensores no controle do Mach acústico é apresentada na Tabela 5.3.

Tabela 5.3 – M_a desejado e σ_{M_a} associado devido a incerteza dos sensores envolvidos em sua determinação

M_a	σ_{M_a}
0.300	± 0.002
0.500	± 0.003
0.700	± 0.004
0.900	± 0.005

Os dados apresentados na Tabela 5.3 fornecem o máximo controle de Mach acústico que teríamos com base nos sensores atuais, considerando os fundos de escala utilizados. O número de Mach acústico pode ser utilizado juntamente com a velocidade do som no ambiente para uma estimativa do ruído gerado pelo jato de ar, que pode ser feito através da lei da oitava potência de Lighthill [4]. Efetivamente, apenas uma parte da equação de Lighthill é de interesse, uma vez que aplicando a função logarítmica podemos separar a equação em uma parte dependente das variáveis de interesse e uma segunda parte onde são admitidas constantes, conforme

$$NPS = 10 \log_{10} \rho_{\infty} M_a^8 c_{\infty}^3 + 10 \log_{10} C, \quad (5.3)$$

onde c_{∞} é a velocidade do som e ρ_{∞} a densidade do ar, ambas estimadas com base na temperatura da câmara anecoica. C é uma constante que engloba um fator para conversão de potência em pressão sonora, diâmetro efetivo do bocal, um fator de potência sonora e diretividade.

Tal separação é feita pois facilita a visualização de que, quando aplica-se a regra de propagação de incerteza combinada, a parte constante não terá influência na propagação, uma vez que sua derivada parcial em relação a qualquer uma das variáveis coletadas possuirá valor nulo.

Com as equações 5.3 e 5.2, estima-se finalmente a incerteza no ruído medido devido aos sensores na determinação do Mach acústico. A incerteza foi calculada dentro de condições de ensaios típicas e é apresentada na Tabela 5.4 e varia com a velocidade, como esperado. Optou-se por um arredondamento até segunda casa decimal, uma vez que o sensor de pressão sonora possui uma incerteza associada também até segunda casa decimal.

Tabela 5.4 – Incerteza σ_{Cont} associada a cada condição de M_a

M_a	σ_{Cont}
0.300	± 0.25 dB
0.500	± 0.20 dB
0.700	± 0.19 dB
0.900	± 0.14 dB

As incertezas apresentadas na Tabela 5.4 seriam esperadas caso todas as variáveis para a alimentação do controle de velocidade média do escoamento fossem repassadas instantaneamente ao *software* responsável por administrar a velocidade, ou seja, um caso ideal. A coleta de dados para realimentação do controle da velocidade acontece em uma frequência de amostragem de 10 Hz, esse período de tempo é suficiente para que as condições de pressão e temperatura medidas no *plenum* variem. Uma nova leva de variáveis coletadas são então enviadas ao *software* e isso faz com que a velocidade do jato contenha flutuações em torno da média. Ou seja o controle de velocidade é efetivo em média, entretanto oscilações em torno da condição média ocorrem durante toda a janela de medição.

Para calcular o desvio em relação a média realizam-se cinco medidas para quatro condições de Mach acústico diferentes em uma janela de medição de 20 s. Valores de P_∞ , P_p , T_∞ , T_p são coletados a cada 0.1 s e, com a Equação 3.6, estimamos o M_a para cada ponto de coleta. Com esses valores podemos calcular sua média, desvio padrão e encontrar seu mínimo e máximo. O caso de maior desvio padrão é apresentado na Tabela 5.5, juntamente com os demais parâmetros de análise, para cada condição de M_a ensaiada.

Tabela 5.5 – Relação entre M_a requerido ao software, M_a médio, mínimo e máximo e seu desvio padrão com base em janela de medição de 20 s

M_a desejado	M_a médio	M_a mínimo	M_a máximo	Desvio Padrão
0.300	0.303	0.276	0.330	± 0.010
0.500	0.504	0.474	0.528	± 0.009
0.700	0.703	0.673	0.737	± 0.012
0.900	0.898	0.873	0.922	± 0.011

A Tabela 5.5 mostra que o controle do Mach acústico médio é próximo ao número de Mach desejado. Durante uma janela de medição de 20 s em algum instante de tempo o valor de Mach acústico chegou a ultrapassar em aproximadamente 0.04 o número de Mach desejado. A Tabela 5.5 também indica que os Mach são controlados com desvio padrão em torno de 0.01 para todas as condições testadas.

Os desvios em torno da média são maiores que os desvios previstos na Tabela 5.3. Isso é esperado, uma vez que esses desvios tem como base os dados medidos que englobam tanto a incerteza de leitura dos sensores quanto a atuação temporal do software no controle da velocidade.

Essas oscilações em torno da média fazem com haja um desvio na condição de Mach desejada, uma vez que valores acima e abaixo da condição também são medidos, gerando um desvio padrão em torno do nível de ruído captado. Percebe-se que os desvios padrões são valores próximos para todas as condições ensaiadas. Entretanto, quando analisa-se percentualmente a relação entre o desvio padrão e o M_a médio, notamos diferenças. A exemplo para condição de M_a médio de 0.303, o desvio padrão de 0.010 corresponde a aproximadamente 3% do Mach, no caso de Mach 0.898 esse percentual cai para 1%.

Para estimar essa incerteza relacionada a velocidade do escoamento utilizaremos a Equação 5.3 novamente. Entretanto, dessa vez a variável de interesse é o M_a . Assumi-se que a incerteza nessa medida possa ser representada pelo desvio padrão do M_a em cada medição e assim utilizaremos a Equação 5.2 para a propagação. Como M_a é calculado pela Equação 3.6 de acordo com dados coletados no tempo para todos os sensores de controle, a incerteza calculada por esse processo se trata já da soma $\sigma_{Cont} + \sigma_{Vel}$. Pode-se ter uma estimativa de σ_{Vel} subtraindo os valores apresentados na Tabela 5.4 dos apresentados na Tabela 5.6.

A incerteza foi propagada para as cinco medidas em cada uma

das quatro condições de Mach, e o caso mais crítico é apresentado na Tabela 5.6.

Tabela 5.6 – Incertezas associadas ao controle e velocidade

M_a desejado	$\sigma_{Cont} + \sigma_{Vel}$
0.300	± 1.10 dB
0.500	± 0.62 dB
0.700	± 0.52 dB
0.900	± 0.42 dB

Para a apresentação da incerteza total, separa-se o ruído em dois grupos; o primeiro compreende às bandas em 1/3 de oitava de 0.5 a 20 kHz e o segundo às bandas de 25 a 40 kHz. Essa separação é útil para a aplicação das incertezas do sistema de aquisição e do pós-processamento da atenuação atmosférica que variam conforme a frequência. A Tabela 5.7 sintetiza as incertezas estimadas para uma medição de ruído em condições típicas de operação tendo como base os maiores desvios padrões amostrados.

Tabela 5.7 – Estimativas de incertezas associadas a diferentes condições de Mach acústico por dois grupos de frequência em banda de 1/3 de oitava

M_a	F_c (kHz)	σ_{Cal}	σ_{Atm}	σ_{Aqui}	σ_{C+V}	σ_{NPS}
0.3	0.5 a 20	± 0.26	± 0.01	-	± 1.10	± 1.37
	25 a 40		± 0.05	+ 0.30		± 1.71
0.5	0.5 a 20	± 0.26	± 0.01	-	± 0.62	± 0.89
	25 a 40		± 0.05	+ 0.30		± 1.23
0.7	0.5 a 20	± 0.26	± 0.01	-	± 0.52	± 0.79
	25 a 40		± 0.05	+ 0.30		± 1.13
0.9	0.5 a 20	± 0.26	± 0.01	-	± 0.42	± 0.69
	25 a 40		± 0.05	+ 0.30		± 1.03

Como esperado, as incertezas associadas dependem da velocidade do escoamento. Maiores incertezas estão associadas a velocidades de escoamento mais baixas, uma vez que seu controle é menos refinado, como mostra o desvio padrão do M_a calculado a partir de dados empíricos. Devido ao erro admitido no sistema de aquisição, os maiores

desvios são sempre encontrados nas bandas de alta frequência.

A metodologia de separação das incertezas em diferentes grupos foi baseada em um estudo de validação de um *rig* de jato da NASA [1] no centro de pesquisa Glenn. Realiza-se algumas comparações entre os valores encontrados no *rig* de jato do LVA com os valores encontrados no centro. O erro associado aos microfones e calibração nesse centro é de $\sigma_{Cal}(NASA) = 0.25$ dB, o que não difere substancialmente do valor de $\sigma_{Cal}(LVA) = 0.26$ dB. A atenuação atmosférica computada pelo mesmos é aplicada até altíssimas frequências, a última banda de frequência apresentada está na frequência central de 80 kHz e estimam que essa atenuação possua erro de até $\sigma_{Atm}(NASA) = 0.1$ dB, possuindo o dobro de incerteza comparativamente com o estimado no LVA. O controle de velocidade até 0.5% do centro leva a uma incerteza de apenas 0.17 dB associada a velocidade. Uma análise de seu sistema de aquisição levam a erros por faixa de frequência, não superiores a 0.33 dB, que somados são da ordem de 0.5 dB. As incertezas do LVA associada a esses fatores chegam a ser mais de 3 vezes maiores para o caso mais crítico.

Uma estimativa da incerteza por banda de frequência também é apresentada em [1] e está em torno de 0.85 dB para baixíssimas frequências, para bandas medianas a incerteza é de 0.5 dB e volta a crescer para as mais altas frequência ficando em 0.65 dB. É válido ressaltar que a incerteza associada de 0.85 dB está associada as primeiras bandas de frequências medidas no centro que começam em 150 Hz. As medidas realizadas no *rig* de jato do LVA se iniciam na banda de 500 Hz, que corresponderiam ao erro de média frequência do Glenn.

Algumas considerações devem ser feitas com respeito à propagação de incertezas realizada e apresentada na Tabela 5.4. A estimativa foi baseada em dados fornecidos pelos fabricantes e também em funções analíticas que descrevem os fenômenos físicos envolvidos. Desvios entre os modelos físicos e a experimentação podem existir, ainda mais em um fenômeno físico tão dependente de fatores ambientes e que possui componente aleatória. Os desvios padrões associados ao M_a foram computados a partir de dados experimentais e o caso mais crítico foi tomado como referência. Ao analisar o desvio padrão de todas as medidas feitas, notou-se que os mesmo ficaram em uma faixa da valores compreendida de 0.008 a 0.015, sendo assim julga-se razoável aceitar desvios padrões nessa ordem para o cálculo do erro associado ao Mach acústico. Os valores apresentados servem como uma primeira estimativa das incertezas associadas a essas medidas. A prática deve indicar novas fontes de incertezas e até mesmo novas formas de mensurá-las.

5.2 Repetibilidade

É comum que se repitam medições diversas vezes para testar a repetibilidade do sistema, e como forma de confiança em que o mensurado não se altera substancialmente entre testes. A repetibilidade é definida como sendo o máximo desvio encontrado em medições realizadas sob as mesmas condições, com o mesmo operador, mesma metodologia e um curto intervalo de tempo. No caso do ruído de jato algumas condições em que o ruído é captado são alteradas pela natureza do experimento. O jato de ar é seco pelo secador antes de ser estocado no vaso de pressão e, quando despejado no interior da câmara anecoica, é capaz de alterar a umidade relativa do ar, se diversas campanhas são feitas na sequência.

A correção devido a atenuação atmosférica serve justamente para que se possa comparar espectros retirados em condições atmosféricas diferentes de umidade relativa e temperatura [12]. Dados de umidade relativa e temperatura da câmara são coletados durante os ensaios para que tais correções sejam realizadas. No caso dessas cinco repetições para quatro diferentes velocidades de escoamento a umidade relativa da sala teve queda de aproximadamente 4% ao final dessa sequência de 20 medições. Em caso que mais testes são tomados em um mesmo dia, já constatou-se experimentalmente mudanças de até 10% de umidade relativa. A tabela 5.8 mostra as condições da medição para as 20 medidas.

Um processamento de dados conforme a ARP 866 para correção das condições de temperatura e umidade relativa da atmosfera em que o ar é descarregado é aplicado nos espectros em 1/3 de oitava para que possam ser comparadas em mesmas condições de medição. A incerteza ao aplicar esta correção nos espectros em banda de 1/3 de oitava foi estimada na seção anterior e não deve ser maior que 0.05 dB nas bandas de frequência de 25 kHz a 40 kHz, sendo praticamente desprezíveis nas bandas inferiores. A Figura 5.1 mostra as repetições para os quatro diferentes números de Mach estudados.

Tabela 5.8 – Condições relevantes para testes em diferentes números de Mach e repetições

Medida	Repetição	M_a	HR (%)	$\frac{T_j}{T_\infty}$	$\frac{P_\infty}{P_p}$
01	1	0.303	68.0	0.975	0.937
02	2	0.304	67.8	0.976	0.937
03	3	0.302	67.7	0.976	0.937
04	4	0.303	67.7	0.976	0.937
05	5	0.302	67.6	0.976	0.937
06	1	0.504	67.7	0.944	0.832
07	2	0.504	67.7	0.943	0.832
08	3	0.503	67.4	0.943	0.833
09	4	0.505	67.3	0.943	0.832
10	5	0.504	67.1	0.943	0.832
11	1	0.703	67.2	0.896	0.693
12	2	0.703	67.0	0.895	0.693
13	3	0.703	66.9	0.896	0.694
14	4	0.703	66.5	0.897	0.694
15	5	0.704	66.3	0.897	0.693
16	1	0.898	65.7	0.835	0.549
17	2	0.898	65.4	0.831	0.548
18	3	0.898	65.1	0.833	0.548
19	4	0.898	64.8	0.836	0.549
20	5	0.898	64.4	0.836	0.540

Conforme mensurado e apresentado pela Tabela 5.8, as condições médias do experimento não encontram grandes desvios, as curvas apresentadas pela Figura 5.1 confirmam tal fato. Pode-se notar que a repetibilidade é melhor para valores mais altos de velocidade, indicando assim condições de testes mais repetitivas para altos números de Mach acústico. O maior desvio encontrado foi para condição de $M_a = 0.3$ de 0.5 dB, para Mach 0.5 e 0.7 as máximas divergências são de 0.4 e 0.3 dB, respectivamente. Para a velocidade de escoamento mais alta medida ($M_a = 0.9$) o máximo desvio encontrado entre as cinco repetições foi de 0.1 dB. Dessa forma, considera-se toda a bancada experimental como repetitiva (baixos desvios entre ensaios) para os valores de Mach acústico 0.3 a 0.9 em condições típicas de operação após os dados serem corrigidos pela atenuação devido a atmosfera.

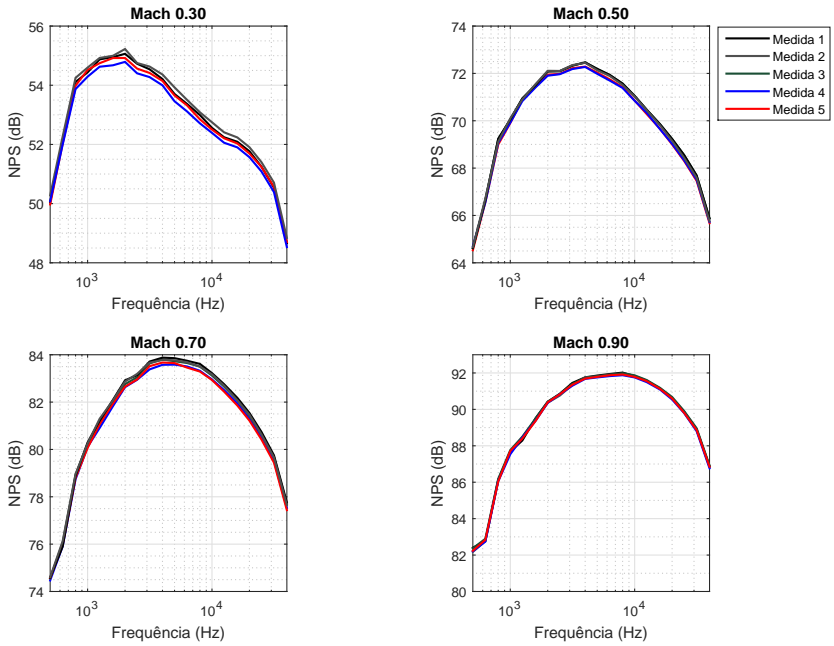


Figura 5.1 – Repetibilidade das medidas de espectros em 1/3 de oitava para posição angular de 90° em diferentes condições de M_a

6 CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

6.1 Conclusões

A bancada experimental de ruído de jato recentemente construída nas dependências do LVA pode ser considerada validada, isto significa que o ruído de jato produzido nas dependências do LVA possui características e níveis sonoros semelhantes aos encontrados na literatura, cumprindo assim objetivo principal do trabalho. Em específico, verificou-se maior aleatoriedade do campo sonoro a montante comparativamente com dados obtidos a justante, o que encontra-se em acordo com Tam et al. (2008) [5]. Os espectros em banda estreita possuem as tendências e níveis ditados pelas curvas F e G que foram obtidas a partir de um banco de dados de ensaios [14] [36]. Os espectros em banda de $\frac{1}{3}$ de oitava foram comparados com os dados de Bridges et al. (2006) [1] e apresentam divergências inferiores a 1 dB, para todos os números de Mach acústico comparados, até a posição angular de 150° , onde discrepâncias maiores só são encontradas para altos números de Mach até a frequência de 1 kHz, atribui-se tal discrepância a imprecisão de posicionamento angular. Essa divergência também pode ter origem em fenômeno físico.

O padrão angular da disposição dos níveis sonoros por frequência para a condição Mach 0.90 é também semelhante ao encontrados por Bridges et al. (2004) [39]. A análise dos níveis de pressão sonora revelou que o NPS escala com a velocidade do escoamento de forma dependente da posição angular, conforme observado por Tam et al. (2008) [5] e Bridges et al. (2009) [32]. Os dados coletados no LVA possuem potência de 7.8 para a posição angular de 60° chegando ao valor de aproximadamente 9 para posição de 150° , que são valores próximos ao encontrado por Bridges et al. (2009) [32]. Comparações analíticas do NPS global, através da lei da oitava potência com fator convectivo Ribner (1954) [18], também foram realizadas e indicaram que o ruído captado nas dependências está de acordo com previsões analíticas de menores do que 2 dB.

Uma análise de direcionalidade indicou que o ruído possui tendências a irradiar a jusante e esta característica encontra-se em acordo, de posição angular e níveis, com tendências previstas por Bridges et al. (2004) [39] e Tam et al. (2008) [5]. Para comparação de diferentes geometrias utilizou-se o bocal SMC006, que não demonstrou diferenças

entre ensaios de posição de pico ou de vale, e os resultados mostram padrões para o bocal semelhante ao encontrado por Bridges et al. (2004) [39]. Um deslocamento do ruído para mais altas frequências em detrimento das baixas foi observado e o padrão de direcionalidade do jato foi alterado conforme o esperado em Bridges et al. (2004) [39].

O objetivo secundário deste trabalho também foi alcançado delimitando de forma experimental boas configurações de medidas. Através da análise do sistema de aquisição, em procedimento semelhante ao adotado por Bridges et al. (2006) [1], delimitou-se faixa útil de frequência até 50 kHz em banda estreita e frequência central de 40 KHz em banda de $\frac{1}{3}$ onde as medidas puderam ser realizadas com distorções inferiores a 0.3 dB. Determinou-se o posicionamento dos microfones no interior da câmara anecoica, de forma semelhante ao realizado por Hahn (2011) [35], conseguindo alcançar campo distante para frequências superiores a 500 Hz em distância radial de $41D_e$. Concluiu-se também que o ruído de operação da própria bancada, devido ao funcionamento de seus maquinários, não deve interferir nas medições de ruído do jato. Por fim, uma estimativa de erro associado a algumas condições de Mach acústico foram realizadas e acredita-se que os erros de uma única medida não devem ser superiores a 1.8 dB para o caso mais crítico e em torno de 1.1 dB para o melhor caso. A análise de repetibilidade dos dados, baseada em cinco medidas, indicou que a bancada possui repetibilidade em torno de 0.5 dB para Mach 0.3 (pior caso) chegando a 0.1 dB para Mach 0.9.

6.2 Sugestões para trabalhos futuros

Como sugestões de melhoria para trabalhos futuros indica-se:

- Comparação entre dados obtidos por plataforma de aquisição própria a ser desenvolvida, com maior frequência de amostragem, e plataforma *Signal Express*, a fim de estender a faixa de aquisição de dados. Pode-se, posteriormente, utilizar curva característica do sistema de aquisição para correções dos dados em espectro de frequência, diminuindo assim o erro associado.

- Implementação do método de Shield et al [38] para atenuação atmosférica em banda estreita e comparação com método ARP 866 [8].

- Extensão em 10° do arco de microfones, para característica de

queda após posição 150° seja notada. Alocações de mais microfones nas posições angulares a jusante para investigação de tendências.

Como novas investigações sugere-se:

- A separação dos efeitos convectivos e de refração do som através de técnicas experimentais.
- Aplicação de método para determinação de potência sonora e posterior cálculo do coeficiente de potência acústica associado a cada condição.
- Investigação em ângulos azimutais com alocação de novo arco de microfones. Determinação da posição de fonte sonora através de técnicas como espelho acústico ou beamforming.
- Criação de modelos e tendências semi-empíricas baseadas no banco de dados. Testes com geometrias diferenciadas de bocais e casos não isolados.
- Sugere-te também uma estimativa do ruído efetivo percebido, extrapolando o modelo de escala reduzida a dimensões reais de um motor aeronáutico.

REFERÊNCIAS

- 1 Bridges, J.; Brown, C., **A Small Hot Jet Acoustic Rig Validation** Glenn Research Center, Cleveland, Ohio: NASA/TM-2006-214234, 2006.
- 2 Bistafa, S. R., **Acústica Aplicada ao Controle de Ruído**, 3ª edição. São Paulo: Blucher, 2006.
- 3 Shin K., **Fundamentals of Signal Processing for Sound and Vibration Engineers**, John Wiley & Sons, 2008.
- 4 Lighthill J., **On Sound Generated Aerodynamically I. General Theory**, Proc. R. Soc. Lond., 1952.
- 5 Tam C.; Viswanathan K.; Ahuja K.; Panda J., **The sources of jet noise: experimental evidence**, J. Fluid Mech, 2008.
- 6 Harker B.; Neilsen T.; Gee K.; Wall A., **On autocorrelation analysis of jet noise**, J. Acoust. Soc., 2013.
- 7 Cavalieri A.; Jordan P.; Gervais Y., **Axisymmetric superdirectivity in subsonic jets**, 17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (32nd AIAA Aeroacoustics Conference), 2011.
- 8 ARP 866, **Standard Values of Atmospheric Absorption As A Function Of Temperature And Humidity**, SAE ARP 866, 1975.
- 9 Kandula M., **On the scaling laws and similarity spectra for jet noise in subsonic and supersonic flow**, ASRC (Arctic Slope Regional Corporation), Kennedy Space Center, FL 32899, 2008.
- 10 Raichel D., **The Science And Applications Of Acoustic**, Springer, 2010.
- 11 INMETRO, **Avaliação de dados de medição — Guia para expressão de incerteza de medição**, JCGM 100, 2008.
- 12 Viswanathan K., **Instrumentation Considerations for Accurate Jet Noise Measurements**, AIAA JOURNAL Vol. 44, No. 6, 2006.

- 13 Mastrello L.,**Two-point Correlations Of Sound Pressure In The Far Field Of A Jet: Experiment**, NASA TECHNICAL MEMORANDUM 72835, 1976.
- 14 Tam C.; Golebiowski M.; Seiner J.,**On The Two Components Of Turbulent Mixing Noise From Supersonic Jets** ,AIAA, 96-1716, 1996.
- 15 Viswanathan K.,**Jet Aeroacoustic Testing: Issues and Implications** ,AIAA Journal, Vol. 41, No. 9 pp. 1674-1689, 2003.
- 16 Viswanathan K.,**Application of Atmospheric Attenuation Correction in Scaling Jet Spectra**, AIAA JOURNAL Vol. 45 No. 6, 2007.
- 17 Lighthill J.,**On Sound Generated Aerodynamically. II. Turbulence as a Source of Sound** Proc. R. Soc. Lond., 1954.
- 18 Ribner H.; MacGregor G.,**"Basic" Jet Noise Patterns After Deletion Of Convection And Refraction Effects: Experiments Vs. Theory**, Journal of Sound and Vibration 27(4) 437-454 , 1954.
- 19 Ahuja K.,**An Experimental Study of Subsonic Jet Noise and comparison with theory** Journal of Sound and Vibration 30(3) 317-341, 1973.
- 20 ISO 3745,**Acoustics — Determination of sound power levels of noise sources using sound pressure — Precision methods for anechoic and hemi-anechoic rooms**, ISO 3745:2003(E), 2003.
- 21 Maia I.,**Caracterização Experimental do Efeito de um Bocal com Chevron sobre o Campo Turbulento de um Jato Subsônico**, dissertação de mestrado, UFSC, 2015.
- 22 ANAC,**Relatório de Atividades**, 2014.
- 23 Babot B.; Lavandier C.; Cheminée C., **Perceptual representation of aircraft sounds**. Applied Acoustics, 69(11): 1003–1016, Novembro 2008.
- 24 Smith, M., **Aircraft Noise** Cambridge University Press, United Kingdom, 2004.

- 25 ICAO, **Environmental Report — Chapter 2, Aircraft Noise**, 2013.
- 26 Neil Dickson, **ICAO Noise Standards**, Apresentado em ICAO Symposium on Aviation and Climate Change Destination Green, 2013.
- 27 Nogueira R.; Mansur W.; Sattler M., **Community Response to Noise and Environmental Noise Impact Assessment According Noise Pollution Legislations on Neighborhoods of Santos Dumont Airport in Rio de Janeiro, Brazil** Internoise, New York, Agosto 2012.
- 28 Dimotakis P., **The mixing transition in turbulent flows**, J. Fluid Mech. vol. 409, pp. 69, 2000.
- 29 Musafir R., **Geração de ruído por jatos turbulentos**, Dissertação de mestrado, UFRJ, 1984.
- 30 Hirschberg A.; Rienstra S., **An Introduction to Aeroacoustics**, Eindhoven University of Technology, 2004.
- 31 Harper-Bourne M., **Jet noise measurements: past and present**, GU14 0LX, UK, 2010.
- 32 Khavaran A.; Bridges J., **SHJAR Jet Noise Data and Power Spectral Laws** Glenn Research Center, Cleveland, Ohio: NASA/TM—2009-215608, 2009.
- 33 Ahuja K.; Tester B.; Tanna H., **Calculation of far field jet noise spectra from near field measurements with true source location**, Journal of Sound and Vibration 116(3), 415-426, 1987.
- 34 Powell A., **A Survey of Experiments on Jet Noise**, Aircraft Engineering and Aerospace Technology, Vol. 26 Iss 1 pp. 2 - 8, 1954.
- 35 Hahn C., **Design and Validation of the New Jet Facility and Anechoic Chamber**, Dissertação de mestrado, The Ohio State University, 2011.
- 36 Neilsen T.; Gee K.; Wall A., **Similarity spectra analysis of high-performance jet aircraft noise**, J. Acoust. Soc. Am., Vol. 133, No. 4, 2013.

- 37 Tam C., **Jet noise: Since 1952**, Theoret. Comput. Fluid Dynamics, 10: 393–405, 1998.
- 38 Shields F.; Bass H., **Atmospheric Absorption Of High Frequency Noise And Application To Fractional-Octave Bands**, NASA CR-2760, 1977.
- 39 Bridges J.; Brown C., **Parametric testing of chevrons on single flow hot jets**, 10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA 2824, 2004.
- 40 Sandberg R.; Sandham N., **DNS of fully turbulent jet flows in flight conditions including a canonical nozzle**, AIAA 2011-2918, Portland, Oregon, 2011.
- 41 Jordan P.; Colonius T., **Wave Packets and Turbulent Jet Noise**, Annu. Rev. Fluid Mech. 2013.45:173-195, 2013.
- 42 Cavalieri A.; Daviller G.; Comte P.; Jordan P.; Tadmor G.; Gervais Y., **Using large eddy simulation to explore sound-source mechanisms in jets**, Journal of Sound and Vibration 330 4098–4113, 2011.
- 43 Mohan N.; Dowling A.; Karabasov S., **Acoustic Sources and Far-Field Noise of Chevron and Round Jets**, ARTICLE in AIAA JOURNAL, DOI: 10.2514/1.J052973, 2015.
- 44 Bastos P. L., **Desenvolvimento e Aplicação de uma Bancada Experimental para Análise de Efeitos de Instalação sobre os Campos Acústico e de Velocidade de Jatos Subsônicos**, Tese de doutorado, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, 2016.
- 45 Ball C.G.; Fellouah H.; Pollard. A., **The flow field in turbulent round free jets**, Progress in Aerospace Sciences, 2012.